Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren

Masterarbeit in Physik

von

Nikolas Heurich

angefertigt am

Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

November 2011

Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren

Masterarbeit in Physik

von

Nikolas Heurich

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann

Meiner Mutter
Elisabeth

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn wird seit dem Jahr 1987 die **El**ektronen-**S**tretcher **A**nlage ELSA in ihrer heutigen Bauform (siehe Abbildung 1.2) für die Forschung eingesetzt. Seit 2004 ist ELSA Mittelpunkt des DFG[1]-Sonderforschungsbereiches Transregio 16 (SFB/TR 16) „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ [SFB11].

Die momentan an ELSA durchgeführten Doppelpolarisationsexperimente untersuchen die Struktur von Hadronen. Dabei regen spinpolarisierte Photonen polarisierte Deuterium- oder Wasserstoffkerne an. Die Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung aus den auf Energien von bis zu 3,5 GeV beschleunigten Elektronen erzeugt.

Um für zukünftige hadronenphysikalische Experimente einen um etwa eine Größenordnung höheren extrahierten Strom zur Verfügung stellen zu können, ist eine Erhöhung des im Stretcherring gespeicherten internen Strahlstromes auf bis zu 200 mA notwendig.

Mit steigendem Strahlstrom gewinnen Wechselwirkungen des Strahls mit seiner Umgebung zunehmend an Einfluss. Die ungedämpften Eigenschwingungen von Moden höherer Ordnung der für die Beschleunigung eingesetzten PETRA-Resonatoren sorgen neben Ioneneffekten für Strahlinstabilitäten. Diese werden durch kohärente Schwingungen der Elektronen mit wachsender Amplitude verursacht, sodass eine Verschlechterung der Strahlqualität oder sogar Strahlverlust die Folge sein kann.

Aus diesem Grund ist es für eine Speicherung von höheren Strömen erforderlich diese Strahlinstabilitäten zu unterdrücken. Hierfür wurde ein sogenanntes Feedback-System [Rot12] an ELSA installiert, das die Strahlinstabilitäten detektieren und durch Generierung eines Korrektursignals dämpfen kann. Zur Dämpfung von longitudinalen Instabilitäten dient ein Breitbandresonator, der in der Lage ist, an jedem Teilchenpaket eine ggf. erforderliche Energiekorrektur vorzunehmen. Ein solcher Resonator, im Folgenden Kicker-Cavity[2] genannt, wurde im Zuge einer Diplomarbeit [Zim10] konzipiert und ein entsprechender Prototyp gefertigt.

In der vorliegenden Arbeit werden Messungen an diesem Prototyp vorgestellt. Die dabei festgestellten Abweichungen zu den Anforderungen werden bei der Konzeption und Fertigung zweier Kicker-Cavitys mit veränderter Geometrie berücksichtigt. Ferner wird der Zusammenbau, der Einbau in den Stretcherring, die Entwicklung der Ansteuerung der Kicker-Cavitys sowie die Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems beschrieben.

Nach einer kurzen Vorstellung der Beschleunigeranlage ELSA werden in Kapitel 2 die longitudinale Strahldynamik sowie die longitudinalen Strahlinstabilitäten erläutert. Kapitel 3 behandelt die zum Verständnis eines Resonators notwendigen physikalischen Grundlagen der Wellenausbreitung in Hohlleitern und die Eigenschaften von Hohlraumresonatoren. Mit den Anforderungen an das Kicker-Cavity sowie den simulierten und gemessenen Eigenschaften des gefertigten Prototyps beschäftigt sich Kapitel 4. In Kapitel 5 werden die beiden gefertigten Kicker-Cavitys mit veränderter Geometrie in Bezug auf Simulationen und durchgeführte Messungen beschrieben. Schließlich wird in Kapitel 6 der Einbau der beiden Kicker-Cavitys in den Stretcherring, deren Ansteuerung und das longitudinale Feedback-System mit schon erfolgten Messungen nach dessen Inbetriebnahme vorgestellt.

1.1 Die Beschleunigeranlage ELSA

Die Beschleunigeranlage ELSA besteht aus drei Beschleunigungsstufen: den Linearbeschleunigern (LINAC[3] 1, der momentan als neuer Injektor für die Anlage vorbereitet wird, und LINAC 2), dem Booster-Synchrotron und dem sogenannten Stretcherring. Der Elektronenstrahl kann wahlweise unpo-

[1] Deutsche Forschungsgemeinschaft

[2] Der Resonator wird Kicker-Cavity (*Cavity*, englisch für Resonator) genannt, da die Korrektur der Strahlinstabilitäten über eine longitudinale Beschleunigung der Elektronenbunche, ähnlich einem Tritt (englisch: *kick*), erfolgt.

[3] ***Lin**ear **Ac**celerator*, englisch für Linearbeschleuniger.

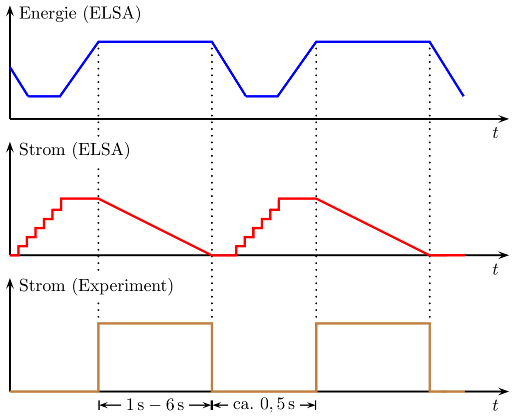
larisiert oder spinpolarisiert zur Verfügung gestellt und auf Energien von 1,2 GeV bis 3,5 GeV [Hil06a] beschleunigt werden. In Abbildung 1.2 ist ein Überblick über die Beschleunigeranlage ELSA gegeben.

Die entweder von einer thermischen Elektronenquelle oder einer Quelle für polarisierte Elektronen [Hil00] erzeugten Elektronen werden im LINAC 2 auf eine Energie von bis zu 26 MeV vorbeschleunigt, wobei dem Elektronenstrahl eine Struktur in Form von Paketen aufgezwungen wird, und anschließend im Booster-Synchrotron auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt. Der hierfür benutzte Hohlraumresonator wird mit einer Frequenz von 500 MHz betrieben, was zu einem beschleunigenden elektrischen Wechselfeld führt, sodass die Elektronenpakete in einem zeitlichen Abstand von 2 ns aufeinander folgen. Aus dem Synchrotron wird der Elektronenstrahl in den Stretcherring mit einem Umfang von 164,4 m injiziert. Dort erhalten die Elektronen mittels zweier, ebenfalls mit 500 MHz betriebenen Beschleunigungsresonatoren eine Endenergie von maximal 3,5 GeV, bevor sie zu den Experimenten extrahiert werden. Für die verschiedenen Anforderungen der Experimente kann der Stretcherring in drei Betriebsmodi betrieben werden.

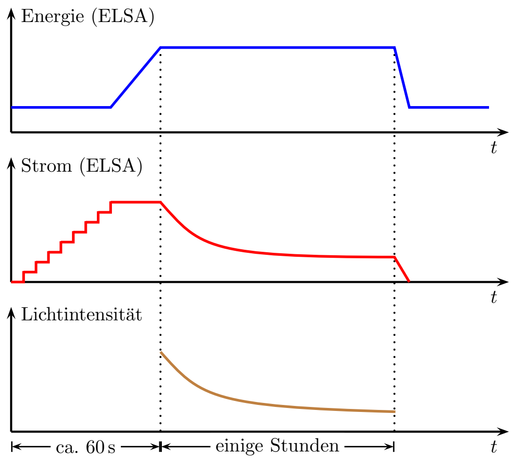
Der **Stretchermodus** sorgte vor der Inbetriebnahme des Nachbeschleunigermodus für einen quasikontinuierlichen Elektronenstrahl konstanter Energie. Mit einer homogenen Füllung des Stretcherrings über mehrere Injektionen aus dem Booster-Synchrotron kann den Experimenten mithilfe der sogenannten langsamen Resonanzextraktion ein Elektronenstrahl mit Stromstärken von bis zu 100 nA zur Verfügung gestellt werden. Dabei wird ein hohes makroskopisches Tastverhältnis erreicht, welches das Verhältnis aus der Zeit, während der dem Experiment Elektronen geliefert werden, zur gesamten Zykluszeit angibt.

Der **Nachbeschleunigermodus**, der momentan ausschließlich zur Versorgung der Experimente mit einem Elektronenstrahl verwendet wird, erlaubt eine Beschleunigung der Elektronen auf eine maximale Energie von 3,5 GeV. Der Stretcherring wird über mehrere Injektionen aus dem Booster-Synchrotron homogen gefüllt. Nachfolgend wird die Energie mittels einer sogenannten Energierampe erhöht. Die Extraktionsmethode ist die gleiche wie beim Stretchermodus. Es wird bei diesem Modus ein typisches Tastverhältnis von 85 % erreicht. Ein Schema des Modus, das den zeitlichen Verlauf von Energie der Elektronen, Strom im Stretcherring und am Experiment zeigt, ist in Abbildung 1.1(a) zu sehen.

Der **Speichermodus** ermöglicht den Betrieb des Beschleunigers als Synchrotronstrahlungsquelle, wird jedoch nur noch für beschleunigerphysikalische Studien verwendet. Mit mehreren Injektionen aus dem Booster-Synchrotron wird ein hoher Strom im Stretcherring erreicht. Anschließend kann die Energie auf bis zu 3,5 GeV erhöht werden, ohne den Strahl zu extrahieren. Der Strahlstrom nimmt aufgrund von Stößen mit Restgas in der Vakuumkammer exponentiell ab, sodass nach einer vom Benutzer festgelegten Zeit eine erneute Füllung des Stretcherrings erfolgt. Das Schema in Abbildung 1.1(b) zeigt den zeitlichen Verlauf der Energie der Elektronen, des Stroms im Stretcherring und der Lichtintensität.



(a) Nachbeschleunigermodus



(b) Speichermodus

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung zweier Betriebsmodi der Beschleunigeranlage ELSA.

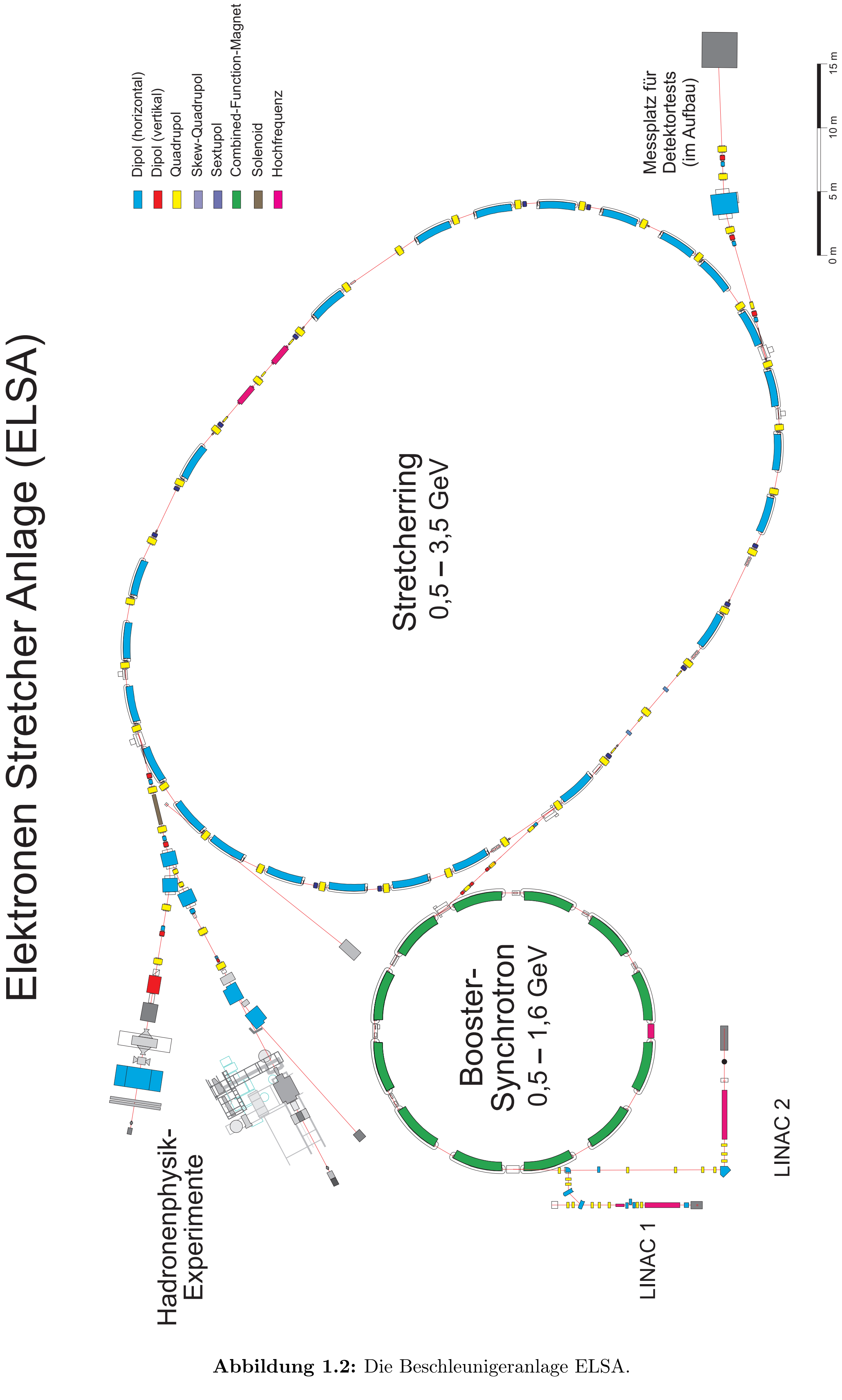


Abbildung 1.2: Die Beschleunigeranlage ELSA.

2 Longitudinale Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern

Zum Verständnis der Entstehung von longitudinalen Multibunchinstabilitäten und deren Dämpfungsmöglichkeiten, ist es erforderlich, die longitudinale Strahldynamik in einem Kreisbeschleuniger im Detail zu betrachten.

2.1 Synchrotronfrequenz

Für einen stabilen Beschleunigerbetrieb müssen die umlaufenden Teilchen im Mittel eine feste Phasenbeziehung zur beschleunigenden Hochfrequenz[4] erhalten. Die Teilchen sind in kompakten Paketen, den sogenannten Bunchen, gebündelt. Aufgrund ihrer gleichen Ladung stoßen sie sich gegenseitig ab. Außerdem besitzen die Teilchen nicht alle denselben Impuls p, sodass eine longitudinale Fokussierung nötig ist. Dazu wird die sogenannte Phasenfokussierung, die schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt ist, verwendet. Dabei haben im Fall von ultra-relativistischen Elektronen, was bei ELSA zutrifft, alle Elektronen die gleiche Umlaufgeschwindigkeit.

Ein Sollteilchen, dass sich auf der durch die Konstruktion des Ringes festgelegten Sollbahn mit Sollimpuls p – also ohne Impulsabweichung ($^{\Delta p}/_{p} = 0$) – bewegt, hat im beschleunigenden Cavity die Sollphase φ_S. Es erhält exakt die Energie $e\,U_\mathrm{S}$, die es bei einem Umlauf durch die Beschleunigung und Abstrahlung von Synchrotronlicht durch Ablenkung in den Dipolmagneten verloren hat. Ein

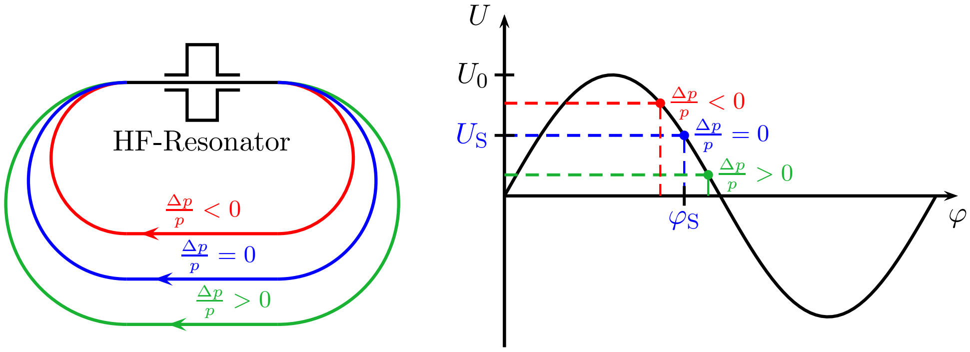


Abbildung 2.1: Prinzip der Phasenfokussierung bei Kreisbeschleunigern mit ultra-relativistischen Teilchen. Links ist schematisch für Teilchen mit unterschiedlichem Impuls p die Teilchenbahn im Beschleuniger dargestellt. Rechts ist die Beschleunigungsspannung U in Abhängigkeit der Phase φ im HF-Resonator für ultra-relativistische Teilchen zu sehen.

Elektron mit zu geringem Impuls ($^{\Delta p}/_{p} < 0$) läuft auf einer inneren Dispersionsbahn, die kürzer ist als die Sollbahn. Dadurch kommt das Teilchen etwas früher, also mit einer kleineren Phase, im Cavity an und erhält durch die höhere Beschleunigungsspannung mehr Energie als das Sollteilchen. Für Teilchen mit größerem Impuls ($^{\Delta p}/_{p} > 0$), also mit längerer Bahn und einer größeren Phase im Cavity, ist die Beschleunigung in letzterem kleiner. In beiden Fällen nähern sich die Teilchen der Sollphase und führen so Schwingungen um diese aus. Diese periodische, longitudinale Phasen- bzw. Energieschwingung wird Synchrotronschwingung genannt.

Für ultra-relativistische Teilchen gibt es einen Bereich, in dem die longitudinale Teilchenbewegung stabil bleibt. Die Sollphase muss im Bereich [Wil92]

$$\frac{\pi}{2} < \varphi_\mathrm{S} < \frac{3\,\pi}{2} \tag{2.1}$$

liegen. Ferner ist die Phasenschwingung nur für kleine Amplituden harmonisch. Bei sehr großen Amplituden wird der stabile Bereich verlassen und es kommt zu unerwünschtem Teilchenverlust [Wil92].

[4]Im Folgenden wird der Begriff Hochfrequenz für das Hochfrequenz-Wechselfeld der Hohlraumresonatoren, aber auch für die Schwingungsfrequenz des Felds verwendet.

Die Synchrotronschwingung, die eine Energieschwingung um einen Sollwert ist, kann für kleine Energieabweichungen ΔE vom Sollwert mit der Gleichung eines gedämpften, harmonischen Oszillators mit der Schwingungsfrequenz ω_S beschrieben werden:

$$\Delta\ddot{E} + 2\,D\,\Delta\dot{E} + \omega_\text{S}^2\,\Delta E = 0 \quad . \tag{2.2}$$

Hierbei ist D ein Dämpfungsterm, der bei gegebener Strahlenergie nur durch die Magnetstruktur im Beschleuniger bestimmt ist [Wil92]. Bei ELSA ist diese Dämpfungskonstante positiv, sodass die Synchrotronschwingung generell gedämpft wird. Allerdings können vom im Stretcherring gespeicherten Strahlstrom abhängige Effekte auftreten, auf die in Abschnitt 2.2 eingegangen wird, die insgesamt die Schwingung anregen.

Die Anzahl der longitudinalen Schwingungen pro Umlauf im Beschleuniger, der Synchrotronarbeitspunkt genannt wird, berechnet sich aus dem Verhältnis von Synchrotronfrequenz zu Umlauffrequenz

$$Q_\text{S} = \frac{\omega_\text{S}}{\omega_\text{U}} \quad . \tag{2.3}$$

2.2 Kohärente Multibunchinstabilitäten

Die Bewegung geladener Teilchen in einem Beschleuniger wird für niedrige Ströme von den Feldern der beschleunigenden Cavitys und der Felder der Dipol- und Quadrupolmagneten ausreichend gut beschrieben. Mit steigendem Strahlstrom hingegen gewinnen die durch den Strahl selbst erzeugten Felder an Bedeutung. Das elektromagnetische Feld der Bunche kann mit der Strahlumgebung und insbesondere mit den Moden höherer Ordnung der beschleunigenden Cavitys wechselwirken. Dadurch kann es zur Ausbildung von Strahlinstabilitäten kommen, auf die in diesem Abschnitt näher eingegangen werden soll.

2.2.1 Wakefelder und Impedanzen

Elektrisch geladene, ultra-relativistische Teilchen mit einer Geschwindigkeit v nahe der Lichtgeschwindigkeit c besitzen im Laborsystem eine elektromagnetische Feldverteilung, die aufgrund des sehr kleinen radialen Öffnungswinkels α von

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad , \tag{2.4}$$

wobei γ der Lorentzfaktor ist, keine longitudinalen Feldkomponenten aufweist. Dadurch kann ein Elektronenbunch keine benachbarten Bunche direkt beeinflussen.

Da die Vakuumkammer jedoch eine endliche elektrische Leitfähigkeit hat, bleiben Bildladungen, die durch den Bunch auf der Kammerwand induziert und mitgeführt werden, in einem gewissen Abstand zurück. Deren Felder klingen nach einer charakteristischen Zeit ab und können nachfolgende Bunche beeinflussen. Ändert sich die Geometrie der Vakuumkammer, wie in Abbildung 2.2 zu sehen, können an der Stelle der Inhomogenität Felder zurückbleiben, die auf nachfolgende Bunche eine Kraft ausüben können. Diese induzierten Felder werden Wakefelder[5] genannt.

Wird ein Teilchen mit Ladung Q betrachtet, dass sich mit $v \simeq c$ im Abstand Δu von der Strahlachse bewegt, so wirkt auf eine nachfolgende Testladung q im zeitlichen Abstand τ die Lorentzkraft

$$\vec{F}(z, \Delta u, \tau) = q\,\left(\vec{E}(z, \Delta u, \tau) + c\,\vec{e}_z \times \vec{B}(z, \Delta u, \tau)\right) \quad . \tag{2.5}$$

[5] *Wake*feld, englisch für Kielwellenfeld.

Durch Zerlegung der Kraftwirkung in ihre longitudinalen und transversalen Komponenten F_{long} und F_{trans} und Integration über den Weg L, wird die longitudinale Wakefunktion w_{long} [Knu00]

$$w_{\mathrm{long}}(\tau) = -\frac{1}{Q\,q} \int\limits_L F_{\mathrm{long}}\,\mathrm{d}z \tag{2.6}$$

erhalten. Diese beschreibt den Energieverlust des Folgeteilchens normiert auf $Q\,q$. Wird im Folgenden eine kontinuierliche Ladungsverteilung $\varrho(\tau)$ für Q, bestehend aus vielen Einzelladungen, mit

$$Q = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \varrho(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{2.7}$$

angenommen, ergibt sich das longitudinale Wakepotential $\mathcal{W}_{\mathrm{long}}$ über

$$\mathcal{W}_{\mathrm{long}}(\tau) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} w_{\mathrm{long}}(\tau - t)\,\varrho(t)\,\mathrm{d}t \quad . \tag{2.8}$$

Wird die Wakefunktion über eine FOURIERtransformation aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich transformiert, so wird die longitudinale Koppelimpedanz Z_{long} erhalten:

$$Z_{\mathrm{long}}(\omega) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} w_{\mathrm{long}}(\tau)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\,\omega\,\tau}\,\mathrm{d}\tau \quad . \tag{2.9}$$

Diese Impedanz fasst alle longitudinalen elektromagnetischen Effekte zusammen, die durch die Umgebung des Strahls verursacht werden.

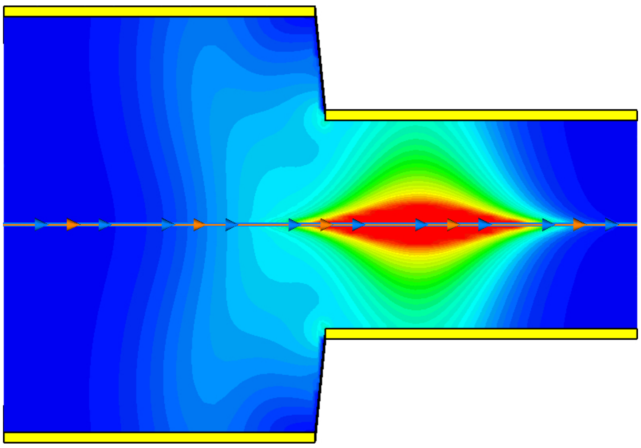


Abbildung 2.2: Elektrische Feldverteilung eines Elektronenbunches bei Querschnittsänderung des Strahlrohrs simuliert mit *CST Microwave Studio*® [Sch11].

Generell kann der Effekt durch die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammer für longitudinale Instabilitäten vernachlässigt werden [Knu00]. Ein schmalbandiges Cavity ($Q_0 \gg 1$) mit schmalen Impedanzlinien, deren Höhe und Breite von der Shuntimpedanz R_{S} bzw. der Güte Q_0 abhängen, kann hingegen wegen seiner langen Abklingzeit τ_{a}, die sich als

$$\tau_{\mathrm{a}} = \frac{2\,Q_0}{\omega_{\mathrm{res}}} \tag{2.10}$$

ergibt, für die Entstehung von Multibunchinstabilitäten verantwortlich sein. Breitbandige Strukturen ($Q_0 \approx 1$) haben kürzere Abklingzeiten und können im Wesentlichen nur mit dem Bunch wechselwirken, der die Resonatorschwingung hervorgerufen hat. Solche Cavitys können damit für die Entstehung von Singlebunchinstabilitäten verantwortlich sein.

An ELSA sind zwei sogenannte PETRA-Cavitys[6] aufgrund ihrer Moden höherer Ordnung mit nicht zu vernachlässigenden Impedanzen (siehe Abbildung A.1) mitverantwortlich für die auftretenden longitudinalen Multibunchinstabilitäten.

2.2.2 Longitudinale Multibunchinstabilitäten

Das Auftreten von im Vergleich zum zeitlichen Bunchabstand τ langlebigen Wakefeldern ($\tau_a > \tau$) in einem Beschleuniger mit vielen Bunchen, kann zu kohärenten Multibunchinstabilitäten führen. Zur Beschreibung der Bewegung der Bunche kann als Modell eine lineare Kette gekoppelter Oszillatoren herangezogen werden [Sac77]. Dabei entspricht jeder Oszillator einem Bunch, der kohärente Synchrotronschwingungen vollführt. Dies bedeutet, dass der Ladungsschwerpunkt des Bunches um die Sollphase schwingt.

Für h äquidistante Bunche im Beschleuniger ist die Ausbildung von $0 \leq n < h$ Schwingungsmoden möglich, die durch eine definierte Phasenbeziehung $\Delta\Phi_n$ zwischen benachbarten Bunchen charakterisiert sind. In einem vollständig gefüllten Beschleuniger mit Harmonischenzahl h gilt

$$\Delta\Phi_n = \frac{2\,\pi\,n}{h} \quad . \tag{2.11}$$

Die Zahl n wird auch Multibunchschwingungsmode genannt. Die zeitabhängige longitudinale Auslenkung $s_i(t)$ des i-ten Bunches für die Mode n ist durch

$$s_i(t) = \hat{s}_i\ \cos(\omega_\mathrm{S}\,t + i\,\Delta\Phi_n) \tag{2.12}$$

gegeben [Hei04], wobei ω_S die Synchrotronfrequenz ist und $\hat{s}_i$ die maximale Schwingungsamplitude.

Im Folgenden wird zur Beschreibung des Modells ein fiktiver Kreisbeschleuniger mit Harmonischenzahl $h = 4$ betrachtet. Die gewonnenen Erkenntnisse können auf ELSA mit $h = 274$ übertragen werden. Die in diesem Fall auftretenden Multibunchmoden sind in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt (vergleiche [Sch06]). Die longitudinale Bewegung der Bunche ist als Kreisbewegung mit entsprechendem Phasenvorschub $\Delta\Phi_n$ zwischen den einzelnen Bunchen dargestellt.

Mithilfe eines ortsfesten Strahlpositionsmonitors kann das aus den Monitorsignalen abgeleitete Frequenzspektrum gemessen werden. Dieses Strahlspektrum $J(\omega)$ wird aus dem zeitlichen Verlauf der linearen Ladungsdichte $j(t)$ über eine Fouriertransformation abgeleitet.

Werden die Elektronenbunche der Einfachheit halber als punktförmige Objekte angenommen, enthält das Fourierspektrum Linien bei Frequenzen von

$$\omega_{m,\,n,\,p} = p\,h\,\omega_\mathrm{U} + n\,\omega_\mathrm{U} + m\,\omega_\mathrm{S} \quad . \tag{2.13}$$

Hierbei ist $-\infty < p < \infty$, ω_U die Umlauffrequenz und $m \in \mathbb{N}$ die Bunchmodennummer. Diese charakterisiert die Schwingungsform[7] des Bunches. Für $m = 0$ ist der Bunch stationär, die Mode mit $m = 1$ wird als Dipolmode, die mit $m = 2$ als Quadrupolmode, usw. bezeichnet.

Am Beispiel des fiktiven Beschleunigers, kann das Frequenzspektrum von verschiedenen Schwingungsmoden nachvollzogen werden. Im Fall eines einzelnen, stabilen, stationären Bunches im Beschleuniger gibt es eine unendliche Anzahl von Linien: bei der Umlauffrequenz ω_U und deren Harmonischen. In Abbildung 2.4(a) ist das sich bei einer Messung ergebende Spektrum dargestellt.

[6] Zur Beschleunigung der Elektronen werden an ELSA zwei fünfzellige Kupfer-Cavitys des Typs PETRA eingesetzt.
[7] Die Schwingungsform bezieht sich auf die schwingende Ladungsverteilung des Bunches [Sac77].

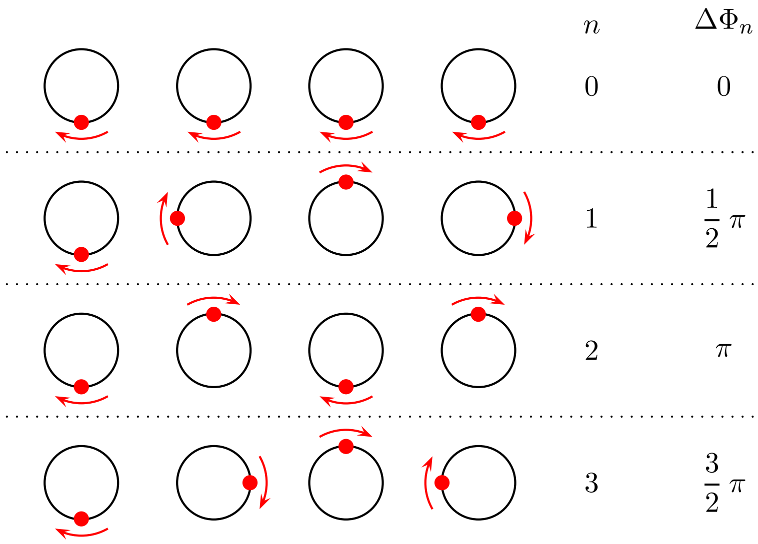
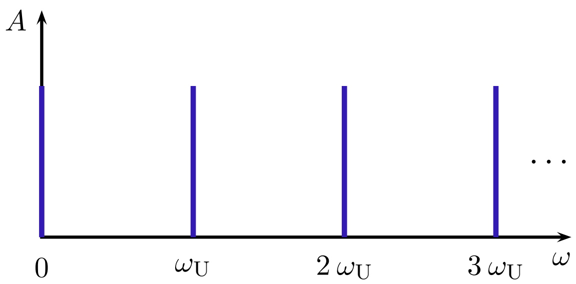
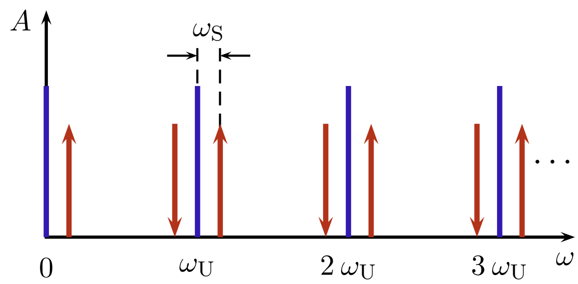


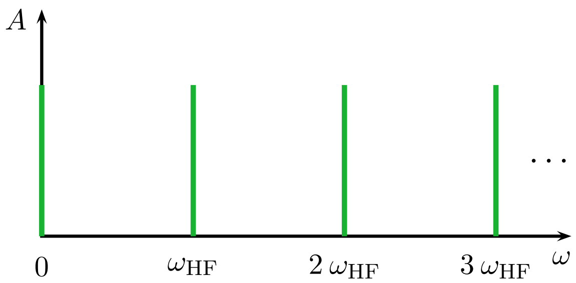
Abbildung 2.3: Alle möglichen Schwingungsmoden für einen vollständig gefüllten Kreisbeschleuniger mit vier Bunchen ($h = 4$).



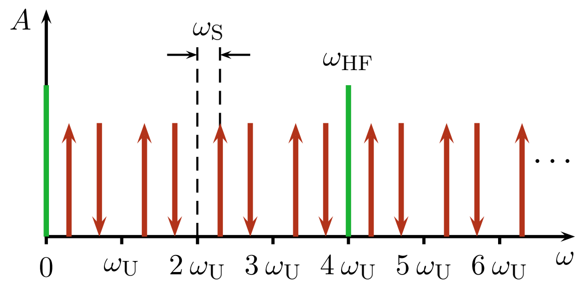
(a) Spektrum eines einzelnen, stabilen Bunches im Beschleuniger.



(b) Spektrum eines einzelnen Bunches, dessen Elektronen kohärente Synchrotronschwingungen ausführen.



(c) Spektrum eines vollständig und gleichmäßig gefüllten Beschleunigers.



(d) Spektrum eines vollständig, gleichmäßig gefüllten Beschleunigers. Die Elektronen eines jeden Bunches führen kohärente Synchrotronschwingungen durch. Alle Moden n werden angeregt.

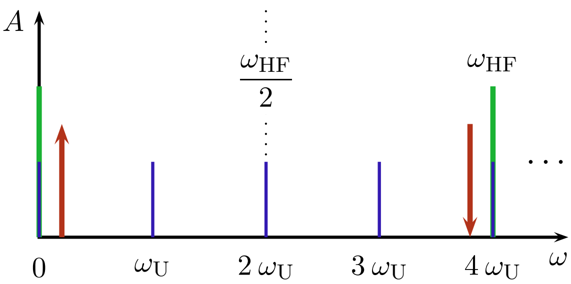
Abbildung 2.4: Frequenzspektrum eines Beschleunigers mit $h = {}^{\omega_{\mathrm{HF}}}/_{\omega_{\mathrm{U}}} = 4$. Es schwingt nur die Dipolmode mit $m = 1$ an. Obere Seitenbänder sind durch einen Pfeil nach oben gekennzeichnet, untere mit einem nach unten zeigenden.

Wird nun ein Bunch betrachtet, dessen Elektronen kohärente Synchrotronschwingungen vollziehen, ergibt sich ein Spektrum, welches neben den Umlaufharmonischen $k\,\omega_{\mathrm{U}}$, $k \in \mathbb{N}$ unendlich viele Seiten-

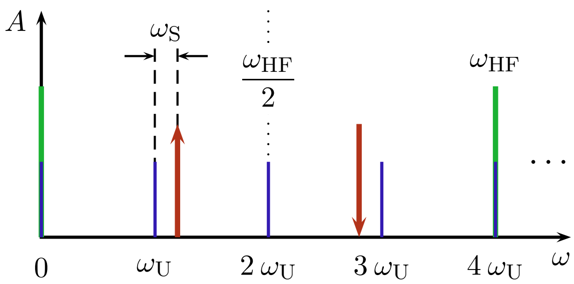
bänder[8] aufweist. Diese werden Synchrotronsatelliten genannt und treten im Abstand der Synchrotronfrequenz ω_{S} auf, wie in Abbildung 2.4(b) zu sehen[9].

Im Fall eines vollständig und gleichmäßig gefüllten, fiktiven Beschleunigers mit einer Harmonischenzahl von $h = 4$, die die maximale Anzahl der Bunche im Beschleuniger angibt, werden bei stationären Bunchen im Spektrum nur die Hochfrequenzharmonischen gemessen (siehe Abbildung 2.4(c)).

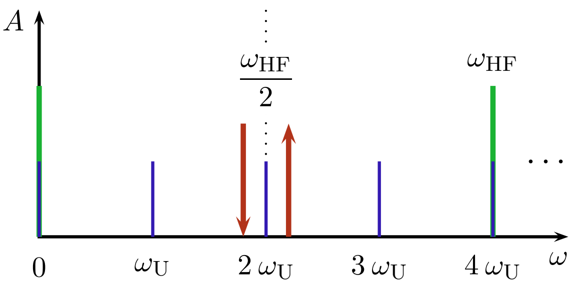
Führen die Elektronen im Bunch zusätzlich kohärente Synchrotronschwingungen aus, besteht das vollständige Spektrum aus den Linien der Hochfrequenzharmonischen mit Synchrotronsatelliten um diese und die bei homogener Füllung des Beschleunigers nicht auftauchenden Umlaufharmonischen (vergleiche Abbildung 2.4(d)). Hier treten im Abstand der vierfachen Umlauffrequenz $4\,\omega_{\mathrm{U}}$ die Hochfrequenz und deren Harmonischen auf. In Abbildung 2.4(d) sind die Synchrotronsatelliten der Dipolmode ($m = 1$) für alle Multibunchmoden eingezeichnet. Zur genaueren Analyse werden in Abbildung 2.5 die Moden einzeln gezeigt. Es wird deutlich, dass alle Moden einmal in einem Frequenzintervall der Breite $\omega_{\mathrm{HF}}/2$ auftreten, wenn eine Intervallgrenze mit einer Hochfrequenzharmonischen zusammenfällt.



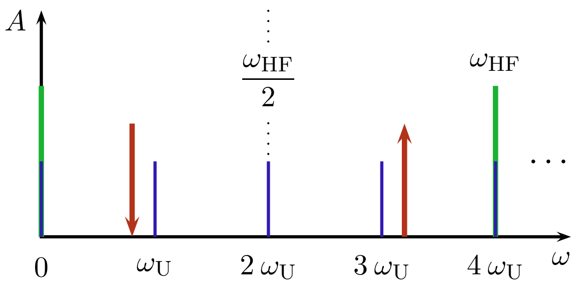
(a) Mode $n = 0$ mit $\Delta\Phi_n = 0$.



(b) Mode $n = 1$ mit $\Delta\Phi_n = 1/2\,\pi$.



(c) Mode $n = 2$ mit $\Delta\Phi_n = \pi$.



(d) Mode $n = 3$ mit $\Delta\Phi_n = 3/2\,\pi$.

Abbildung 2.5: Multibunchmoden eines vollständig gefüllten Beschleunigers mit $h = 4$. Bei einem realen Beschleuniger ist eine gleichmäßige Füllung aller Bunche nicht möglich, sodass kleinere Linien bei den Umlaufharmonischen auftauchen. [Ped77]

Aus Gleichung (2.2) kann der zeitliche Verlauf der Amplitude $s_i(t)$, eines durch Wakefelder angetriebenen Oszillators erhalten werden:

$$\ddot{s}_i(t) + 2\,(D - G)\,\dot{s}_i(t) + \omega_{\mathrm{S}}^2\,s_i(t) = 0 \quad . \tag{2.14}$$

Hierbei ist G die Wachstumsrate, die durch Wakefelder verursacht wird. Lösungsansatz für die Gleichung ist

$$s_i(t) = \hat{s}_i\,\mathrm{e}^{(G-D)\,t}\,\cos(\omega_{\mathrm{S}}\,t + i\,\Delta\Phi_n) \quad . \tag{2.15}$$

[8]Das Spektrum besteht sowohl aus positiven als auch aus negativen Frequenzen. Bei einer realen Messung werden nur positive Frequenzen gemessen. Die negativen tauchen als untere Seitenbänder auf [Ped77], [Sac77].

[9]Da die Amplituden der Synchrotronsatelliten durch die Besselfunktionen bestimmt sind [Wu11], wären für kleine Schwingungsamplituden nur wenige Seitenbänder sichtbar. Im vorliegenden Fall wird sich der Übersichtlichkeit wegen auf die Dipolmode beschränkt.

Ist die natürliche Dämpfung D größer als die Wachstumsrate G, führt dies zu einer Dämpfung der entsprechenden Mode (siehe Abbildung 2.6). Ist D kleiner als G, kommt es zur Ausbildung von Multibunchinstabilitäten. Die Amplitude der Schwingung wächst mit der Zeit, was zu einer Verschlechterung der Strahlqualität oder gar zu Strahlverlust führt. Die natürliche Dämpfung ist unabhängig vom Strahlstrom, da der Prozess der Synchrotronabstrahlung für alle Elektronen eines Bunches unabhängig voneinander verläuft. Die Anregung von Wakefeldern steigt jedoch mit dem Strahlstrom, sodass es einen Wert des Strahlstromes gibt, ab dem die Anregung die Dämpfung übersteigt.

Eine zusätzliche Dämpfung F wird durch den Einsatz eines Feedback-Systems erreicht, sodass sich

$$s_i(t) = \hat{s}_i \, \mathrm{e}^{(G-D-F)\,t} \, \cos(\omega_\mathrm{S}\, t + i\, \Delta\Phi_n) \tag{2.16}$$

ergibt. Um eine Dämpfung zu erreichen, muss dabei $G - D - F < 0$ gelten. Ist dies gewährleistet, kann der maximale Strahlstrom erhöht werden.

Im longitudinalen Phasenraum wird diese zusätzliche Dämpfung durch ein Feedback-System (siehe Abschnitt 6.1) über ein sogenanntes Kicker-Cavity, dessen Anforderungen in Abschnitt 4 beschrieben werden, gewährleistet. Da es sich bei den longitudinalen Schwingungen um Energieschwingungen handelt, wird die Korrektur über ein elektrisches Feld in Strahlrichtung vorgenommen.

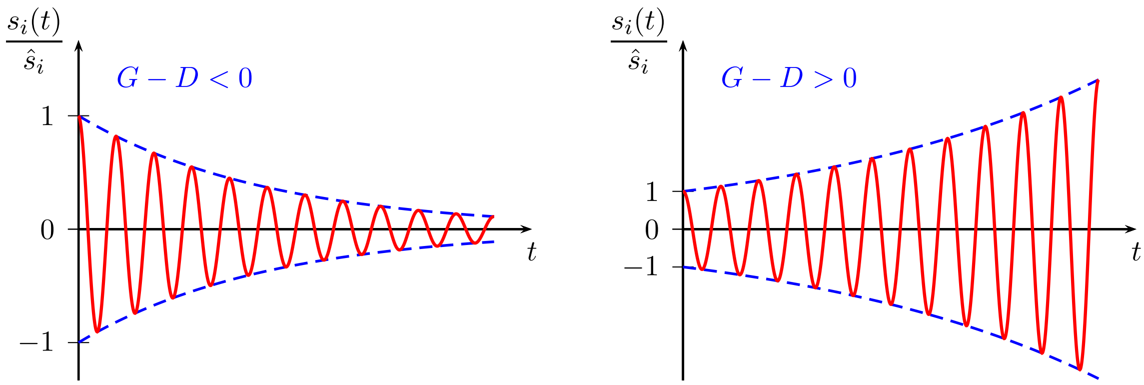


Abbildung 2.6: Zeitliche Entwicklung der Amplitude von gedämpfter und entdämpfter harmonischer Schwingung. Überwiegt die natürliche Dämpfung, wird der Schwingung Energie entzogen, was zu ihrer Dämpfung führt. Im entdämpften Fall $G - D > 0$ wird die Wachstumsrate größer als die Dämpfung, sodass die Amplitude exponentiell wächst und damit zu einer instabilen longitudinalen Bunchbewegung führt.

3 Theoretische Grundlagen der Hohlraumresonatoren

3.1 Wellenausbreitung in Hohlleitern

Zur Beschleunigung geladener Teilchen in einem Teilchenbeschleuniger wird das in Hohlraumresonatoren schwingende, longitudinale elektrische Feld eingekoppelter, hochfrequenter elektromagnetischer Wellen verwendet. Dieses Prinzip wird auch für den zur Dämpfung von Strahlinstabilitäten benutzten Hohlraumresonator angewandt.

Bei der bei den Beschleunigungsresonatoren verwendeten Frequenz, bei ELSA 499,67 MHz, und den dazu benötigten Leistungen werden vorzugsweise Hohlleiterelemente zur Wellenleitung eingesetzt, da sich diese durch geringe Verluste auszeichnen und sehr hohe Leistungen transportieren können.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Hohlleiter wird durch die MAXWELL-Gleichungen beschrieben. Wird eine, sich in einem in z-Richtung ausgerichteten Hohlleiter ausbreitende Welle einer bestimmten Kreisfrequenz ω betrachtet, lässt sich das elektrische Feld $\vec{E}$ durch

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,(\omega\, t - k\, z)} \tag{3.1}$$

beschreiben [Wil92], wobei k die Wellenzahl ist. Einsetzen in die MAXWELL-Gleichung

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_\mathrm{c}^2\, E_z = 0 \quad , \tag{3.2}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist, liefert als Lösung

$$E_z = E_z(0)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\, k_\mathrm{c}\, z} \quad . \tag{3.3}$$

Die Größe k_c wird als kritische Wellenzahl oder Grenzwellenzahl bezeichnet, die über

$$k_\mathrm{c}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \tag{3.4}$$

mit der Wellenzahl k verknüpft ist. Gleichung (3.4) wird auch als Dispersionsrelation des Hohlleiters bezeichnet. Die Grenzwellenzahl ist eine Kenngröße des Hohlleiters und charakterisiert den Frequenzbereich der freien Wellenausbreitung ($\omega/c > k_\mathrm{c}$) und der exponentiellen Dämpfung längs z ($\omega/c \leq k_\mathrm{c}$).

Aufgrund der Randbedingung, dass an den elektrisch leitenden Wänden die elektrischen Feldkomponenten parallel zur Wandoberfläche und die magnetischen senkrecht dazu verschwinden, wird zwischen TM-Wellen (**T**ransversal **M**agnetisch), bei denen das elektrische Feld ausschließlich Komponenten in longitudinaler z-Richtung besitzt und nur magnetische Feldkomponenten senkrecht dazu aufweist, und TE-Wellen (**T**ransversal **E**lektrisch), bei denen es sich genau umgekehrt verhält, unterschieden.

Für die Beschleunigung von geladenen Teilchen in einem Kreisbeschleuniger ist ein elektrisches Feld parallel zur Strahlachse erforderlich, also eine TM-Welle. Im folgenden wird sich deshalb auf diesen Typ beschränkt. Für einen leitenden Hohlzylinder mit Radius R (Abbildung 3.1), auch als Zylinderhohlleiter bezeichnet, ist bei Verwendung von Zylinderkoordinaten (r, φ, z) die Lösung des Radialteils der Wellengleichung durch die BESSELfunktion $\mathcal{J}_m(k_\mathrm{c}\, r)$ gegeben und führt zu [Hin08]

$$E_z = E_z(0)\, \mathcal{J}_m(k_\mathrm{c}\, r)\, \cos(m\, \varphi) \quad . \tag{3.5}$$

Wegen der Randbedingungen ergibt sich als Grenzwellenzahl k_c bzw. Grenzfrequenz $f_\mathrm{c} = \omega_\mathrm{c}/2\,\pi$

$$k_\mathrm{c} = \frac{j_{mn}}{R} \qquad \Leftrightarrow \qquad f_\mathrm{c} = \frac{c}{2\,\pi}\, \frac{j_{mn}}{R} \quad . \tag{3.6}$$

Hierbei sind j_{mn} die n-ten Nullstellen der BESSELfunktion $\mathcal{J}_m$. Die Indizes m und n kennzeichnen die Schwingungsmoden der Welle; in diesem Fall TM_{mn}. Dabei beschreibt m die Zahl der Perioden in φ-Richtung und n die Zahl der Halbwellen in radialer Richtung.

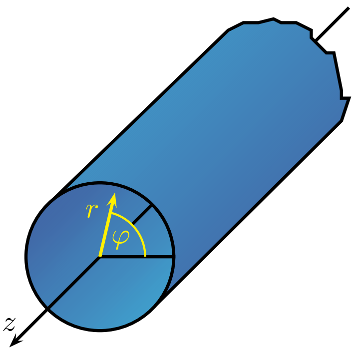


Abbildung 3.1: Definition der Koordinaten zur Beschreibung eines Zylinderhohlleiters.

3.2 Hohlraumresonatoren

Wird ein zylindrischer Hohlleiter mit Radius R mit zwei leitenden Platten im Abstand ℓ abgeschlossen, ergibt sich ein Hohlraumresonator[10]. An diesen Platten werden die darauf zulaufenden Wellen reflektiert, sodass sich zwischen den beiden Platten eine stehende Welle ausbilden kann. Allerdings ist dies nur möglich, wenn die Bedingung

$$\ell = p\,\frac{\lambda_z}{2} \qquad \text{bzw.} \qquad k = p\,\frac{\pi}{\ell} \quad , p \in \mathbb{Z} \tag{3.7}$$

erfüllt ist. Die Zahl p gibt dabei die Anzahl der Halbwellen zwischen den Platten an. Die Resonanzfrequenzen für ein Cavity lassen sich schließlich zu

$$f_{mnp}^{\text{res}} = \frac{c}{2\,\pi}\,\sqrt{k^2 + k_{\text{c}}^2} = \frac{c}{2\,\pi}\,\sqrt{\left(p\,\frac{\pi}{\ell}\right)^2 + \left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2} \tag{3.8}$$

bestimmen [Hin08].

Zur Beschleunigung von geladenen Teilchen kommen generell nur sogenannte Monopolmoden (TM_{0np}) in Betracht; speziell die TM_{010}-Mode, die im Fall eines idealen Cavitys entlang der z-Achse ein homogenes elektrisches Feld aufweist (siehe Abbildung 3.2). Außerdem ist aus Gleichung (3.8) ersichtlich, dass für diese Mode allein der Radius R des Cavitys bestimmend für die Resonanzfrequenz ist. Somit kann die Länge des Cavitys frei gewählt werden, ohne dass sich die Resonanzfrequenz ändert.

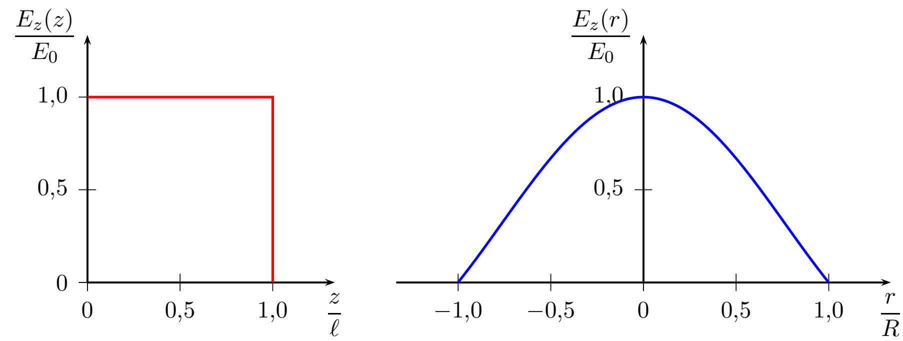


Abbildung 3.2: Elektrisches Feld der TM_{010}-Mode in einem Cavity. Links ist das longitudinale Feld $E_z(z)$ auf der z-Achse gezeigt. Rechts ist die radiale Abhängigkeit des Felds $E_z(r)$ dargestellt. E_0 ist das maximale Feld im Cavity.

[10]Hohlraumresonatoren werden häufig auch mit dem englischen Begriff *Cavity* bezeichnet.

3.2.1 Das Cavity als Schwingkreis

Viele Eigenschaften eines Cavitys lassen sich durch ein Ersatzschaltbild – einen extern angeregten LCR-Parallelschwingkreis (vergleiche Abbildung 3.3) – erläutern. Mithilfe der KIRCHHOFFschen Regeln ergibt sich eine Differentialgleichung mit der anliegenden Spannung U

$$\ddot{U}(t) + \frac{1}{R\,C}\,\dot{U}(t) + \frac{1}{L\,C}\,U(t) = \frac{1}{C}\,\dot{I}_{\mathrm{ext}} \quad . \tag{3.9}$$

Hierbei kann die Resonanz-Kreisfrequenz ω_0 und die Dämpfungszeit τ über

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L\,C}} \qquad \text{bzw.} \qquad \tau = R\,C \tag{3.10}$$

bestimmt werden. Ein gedämpfter Schwingkreis wird durch seine Güte Q_0

$$Q_0 = \omega_0\,\tau = \omega_0\,R\,C \quad , \tag{3.11}$$

die ein Maß für seine Dämpfung ist, charakterisiert. Damit und mit den Ansätzen $I_{\mathrm{ext}} = I_{\mathrm{max}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\,t}$ und $U = U_{\mathrm{max}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\,t}$ ergibt sich als Lösung für den Betrag der Spannung $|U|$ [Hil06b]

$$|U| = \frac{U_{\mathrm{max}}}{\sqrt{1 + Q_0^2\,\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} \quad . \tag{3.12}$$

Die damit folgende Abhängigkeit der Spannung von der Frequenz wird durch eine Resonanzkurve, wie in Abbildung 3.4 gezeigt, dargestellt. Die unbelastete Güte Q_0 kann aus der Kurve durch Messung der sogenannten vollen Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\mathrm{H}}$ bei einem Wert von $U_{\mathrm{max}}/\sqrt{2}$ über

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\mathrm{H}}} \tag{3.13}$$

bestimmt werden.

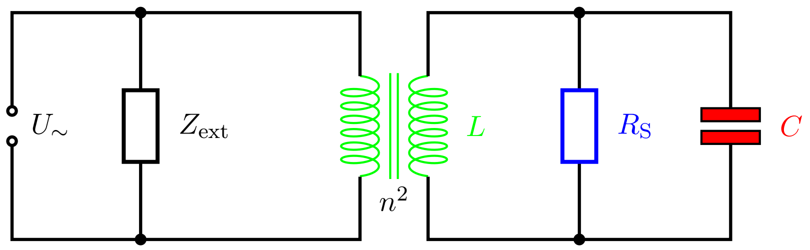


Abbildung 3.3: Einkopplung von einem Generator erzeugter Hochfrequenz-Wellen über eine Leitung mit Impedanz Z_{ext} in einen LCR-Schwingkreis als Ersatzschaltbild eines Cavitys, bestehend aus einer Spule mit Induktivität L, einem Kondensator mit Kapazität C und einem OHMschen Widerstand R_{S}.

3.2.2 Einkopplung von Hochfrequenz-Wellen in ein Cavity

Werden in ein Cavity Hochfrequenz-Wellen eingekoppelt um es anzuregen (Abbildung 3.3), führt dies zu einer zusätzlichen externen Belastung des Cavitys. Dadurch sinkt die unbelastete Güte Q_0 durch die zusätzlich auftretende externe Güte Q_{ext} auf die sogenannte belastete Güte Q_{L}

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{L}}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\mathrm{ext}}} \quad . \tag{3.14}$$

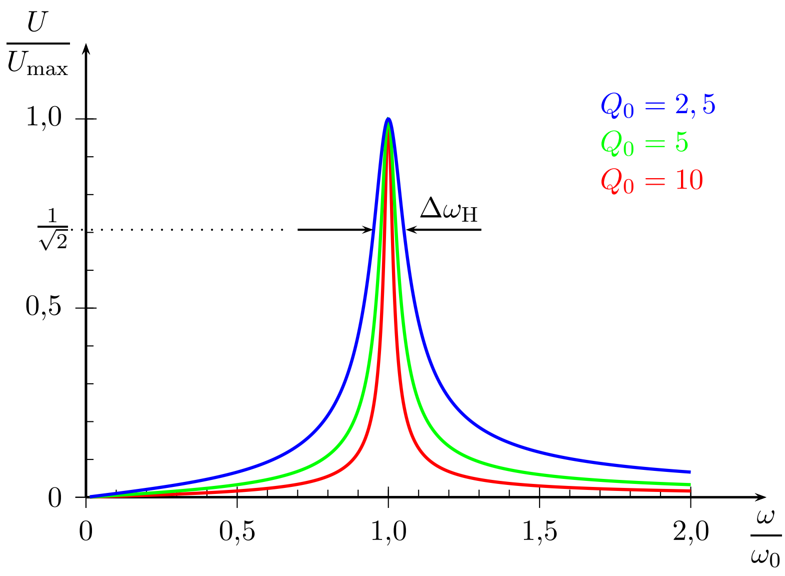


Abbildung 3.4: Resonanzkurven für verschiedene Güten Q_0.

Der sogenannte Koppelfaktor κ wird definiert als Verhältnis der externen Impedanz Z_{ext} zur Impedanz des Cavitys Z_{cav} [Hil06b]

$$\kappa = \frac{Z_{\mathrm{cav}}}{Z_{\mathrm{ext}}} = \frac{Q_0}{Q_{\mathrm{ext}}} \quad . \tag{3.15}$$

Die Impedanz eines Cavitys ist eine komplexe Größe und wird nur im Resonanzfall reell. In diesem Fall wird sie als Shuntimpedanz R_{S} bezeichnet.

Mit der aus Gleichung (3.15) und (3.14) gewonnenen Beziehung

$$Q_0 = (1 + \kappa)\, Q_{\mathrm{L}} \tag{3.16}$$

lässt sich bei Kenntnis des Koppelfaktors die unbelastete Güte aus der belasteten Güte berechnen. Im Fall von kritischer Kopplung ($\kappa = 1$) sind die Impedanzen aufeinander angepasst, die gesamte Leistung wird in das Cavity eingekoppelt und es gibt keine Reflexionen. Für unterkritische ($\kappa < 1$) und überkritische ($\kappa > 1$) Kopplung kommt es jeweils zur teilweisen Reflexion der eingekoppelten Leistung.

3.2.3 Shuntimpedanz

Als Shuntimpedanz R_{S} wird die Impedanz eines Cavitys im Resonanzfall bezeichnet und lässt sich aus der Beschleunigungsspannung U berechnen. Diese ist bei einem Cavity der Länge ℓ durch

$$U = \int_0^{\ell} E_0(z)\, \mathrm{d}z \tag{3.17}$$

gegeben, wobei E_0 die longitudinale elektrische Feldstärke auf der Symmetrieachse z des Cavitys bezeichnet. Für die Shuntimpedanz gilt dann mit der Verlustleistung P_{V} in den Wänden des Cavitys, die zum Aufbau des elektrischen Felds dient,

$$R_{\mathrm{S}} = \frac{1}{2}\,\frac{U^2}{P_{\mathrm{V}}} \quad . \tag{3.18}$$

Da jedoch i. A. das elektrische Feld und somit die Beschleunigungsspannung im Cavity nicht bekannt ist, muss dieses gemessen werden, um die Shuntimpedanz bestimmen zu können. In Abschnitt 3.3

wird daher die Methode der Störkörpermessung vorgestellt, mit der das elektrische Feld und somit die Shuntimpedanz eines Cavitys vermessen werden kann.

3.2.4 Resonanzkurve eines Cavitys

Sind die externe Impedanz und die des Cavitys nicht aufeinander angepasst, kommt es auch im Resonanzfall zu Reflexionen. Aber auch bei kritischer Kopplung treten für Frequenzen jenseits der Resonanzfrequenz Reflexionen auf. Auf der Zuleitung gibt es eine zum Cavity hinlaufende ($\hat{U}_+$, $\hat{I}_+$) und eine rücklaufende ($\hat{U}_-$, $\hat{I}_-$) Welle. Der komplexe Reflexionsfaktor[11] ρ ist definiert durch das Verhältnis [Hil06b]

$$\rho = \frac{\hat{U}_-}{\hat{U}_+} \quad . \tag{3.19}$$

Im Fall einer isolierten Resonanz lässt sich der Betrag des Reflexionsfaktors durch

$$|\rho| = \sqrt{\frac{(\kappa-1)^2 + Q_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}{(\kappa+1)^2 + Q_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} \tag{3.20}$$

[Hil06b] schreiben.

Mittels eines Netzwerkanalysators (siehe Abschnitt 4.4) kann der Reflexionsfaktor ρ vermessen werden. Es ergibt sich dabei die in Abbildung 3.5 gezeigte Abhängigkeit. Aus einer solchen Resonanzkurve lässt sich die Resonanzfrequenz ω_0 direkt aus dem Minimum der Kurve $|\rho_{\text{min}}|$ ablesen und auch der Koppelfaktor κ kann damit über

$$\kappa = \begin{cases} \dfrac{1+|\rho_{\text{min}}|}{1-|\rho_{\text{min}}|} & , \quad \text{für } \rho > 0 \\[2ex] \dfrac{1-|\rho_{\text{min}}|}{1+|\rho_{\text{min}}|} & , \quad \text{für } \rho < 0 \end{cases} \tag{3.21}$$

bestimmt werden. Die Güte kann aus der vollen Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{H}}$ der Kurve ermittelt werden. Diese wird aus der Differenz der beiden Frequenzen, die zu einem Wert des Reflexionsfaktors von $|\rho_{\text{H}}|$ gehören, bestimmt:

$$|\rho_{\text{H}}| = \frac{\sqrt{\kappa^2+1}}{\kappa+1} \quad . \tag{3.22}$$

Für verschiedene Koppelfaktoren ergeben sich, wie in Abbildung 3.5 zu sehen, verschiedene Halbwertsbreiten $\Delta\omega_{\text{H}}$.

Die belastete Güte Q_{L} ergibt sich aus

$$Q_{\text{L}} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\text{H}}} \quad , \tag{3.23}$$

woraus dann über Gleichung (3.16) die unbelastete Güte Q_0 berechnet werden kann.

[11] Der Reflexionsfaktor wird auch als S_{11}-Parameter bezeichnet. Er ist ein sogenannter Streuparameter (S-Parameter), der das Reflexions- und Transmissionsverhalten eines Netzwerks beschreibt. Je nach Anzahl der Tore, durch die Leistung ein- bzw. ausgekoppelt werden kann, variiert die Anzahl der Streuparameter. Die Streuparameter eines n-Tors können in einer $n \times n$-Matrix zusammengefasst werden. Bei einem Zweitor gibt es vier Einträge in der Matrix. Auf der Hauptdiagonalen stehen die Reflexionsfaktoren S_{11} und S_{22}, während auf der Nebendiagonalen die Transmissionsfaktoren S_{12} (Rückwärts-Transmission von Tor 2 zu Tor 1) und S_{21} (Vorwärts-Transmission von Tor 1 zu Tor 2) stehen.

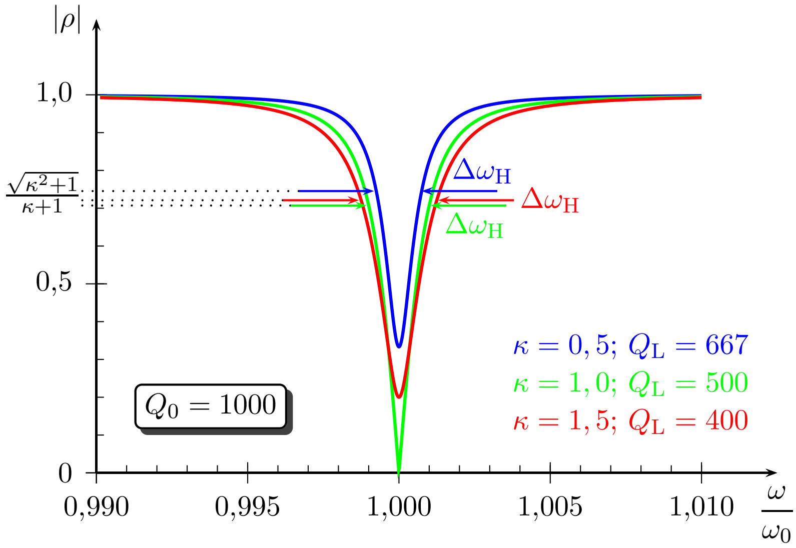


Abbildung 3.5: Resonanzkurve in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene Koppelfaktoren und Güten.

3.3 Störkörpermessung

In einem Hohlraumresonator von komplizierter Geometrie ist es nur mit einer Simulation möglich, die elektrische und magnetische Feldverteilung darzustellen. Doch auch die experimentelle Bestimmung dieser Feldverteilungen ist wünschenswert, da sich daraus die Shuntimpedanz eines Resonators bestimmen lässt.

Die Messung der elektrischen und magnetischen Felder innerhalb des Cavitys kann mittels Antennen erfolgen, jedoch stören deren Zuleitungen die Feldgeometrie im Innern, sodass eine verlässliche Bestimmung der Feldstärken nicht möglich ist. Daher wird die Störkörpermethode benutzt, bei der ein dielektrischer oder metallischer Störkörper an einer beliebigen Stelle in den Resonator eingebracht wird. Dadurch wird das elektrische Feld im Fall eines dielektrischen Störkörpers oder das elektrische und magnetische Feld im Fall eines metallischen leicht verändert.

Es wird zwischen zwei verschiedene Messmethoden unterschieden: die resonante Störkörpermethode, bei der die Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Position des Störkörpers im Cavity gemessen wird sowie die nichtresonante Störkörpermethode, bei der die Veränderung des Reflexionsfaktors bei unveränderter Anregung mit der Resonanzfrequenz des ungestörten Cavitys ermittelt wird. Hier wird nur auf die im Rahmen dieser Arbeit benutzte, resonante Methode eingegangen.

Wird der Resonator mit seiner Resonanzfrequenz ω_0 angeregt, ergeben sich die ungestörten Felder (elektrisches $\vec{E}$ und magnetisches $\vec{H}$) bei ausgefahrenem Störkörper im Resonator zu

$$\vec{E}_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega_0\, t} \qquad \text{und} \qquad \vec{H}_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega_0\, t} \quad . \tag{3.24}$$

Wird der Störkörper eingefahren und der Resonator bei dadurch veränderter Resonanzfrequenz ω angeregt, ergeben sich die gestörten Felder zu

$$\vec{D} \equiv \varepsilon\, \vec{E}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\, t} = \left(\varepsilon_0\, \vec{E}_0 + \vec{P}\right)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\, t} \quad \text{und} \quad \vec{B} \equiv \mu\, \vec{H}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\, t} = \left(\mu_0\, \vec{H}_0 + \vec{M}\right)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\omega\, t} \quad , \tag{3.25}$$

wobei die zusätzliche Polarisation $\vec{P}$ und Magnetisierung $\vec{M}$ vom Störkörper herrühren.

Die MAXWELL-Gleichungen innerhalb des Resonators sind wegen der verschwindenden Strom- und Ladungsdichte

$$\mathrm{rot}\, \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \mathrm{i}\, \omega\, \varepsilon\, E \qquad \text{und} \qquad \mathrm{rot}\, \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mathrm{i}\, \omega\, \mu\, H \quad . \tag{3.26}$$

Nach Multiplikation mit den komplex konjugierten Feldern des ungestörten Resonators [Hül92] kann über das Resonatorvolumen integriert werden:

$$\int_A \left(\vec{H} \times \vec{E}_0^*\right) \, \mathrm{d}\vec{A} + \mathrm{i}\,\omega_0\,\mu_0 \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}_0^* \, \mathrm{d}V = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V \tag{3.27}$$

$$\int_A \left(\vec{E} \times \vec{H}_0^*\right) \, \mathrm{d}\vec{A} - \mathrm{i}\,\omega_0\,\varepsilon_0 \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V = -\mathrm{i}\,\omega\,\mu \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}_0^* \, \mathrm{d}V \quad . \tag{3.28}$$

Die Oberflächenintegrale verschwinden, da das $\vec{E}$-Feld nur eine Parallel- und das $\vec{H}$-Feld nur eine Tangentialkomponente zum Normaleneinheitsvektor der Resonatoroberfläche hat. Mit $\varepsilon\,\vec{E} = \varepsilon_0\,\vec{E} + \vec{P}$ und $\mu\,\vec{H} = \mu_0\,\vec{H} + \vec{M}$ ergibt sich

$$\mathrm{i}\,\omega_0\,\mu_0 \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}_0^* \, \mathrm{d}V = \mathrm{i}\,\omega\,\varepsilon_0 \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V + \mathrm{i}\,\omega \int_V \vec{P} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V \tag{3.29}$$

$$\mathrm{i}\,\omega_0\,\varepsilon_0 \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V = \mathrm{i}\,\omega\,\mu_0 \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}_0^* \, \mathrm{d}V + \mathrm{i}\,\omega \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_0^* \, \mathrm{d}V \quad . \tag{3.30}$$

Einsetzen der Gleichungen ineinander liefert die quadrierte Frequenzverschiebung

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \frac{\int_V \left(\omega^2\,\vec{P} \cdot \vec{E}_0^* + \omega\,\omega_0\,\vec{M} \cdot \vec{H}_0^*\right) \mathrm{d}V}{\int_V \varepsilon_0\,\vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V} \quad . \tag{3.31}$$

Da sowohl Polarisation als auch Magnetisierung nur innerhalb des Störkörpers ungleich Null sind, muss bei dem Integral im Zähler von Gleichung (3.31) nur über das Störkörpervolumen integriert werden. Ist die Störung klein im Vergleich zu einer Wellenlänge der anregenden Hochfrequenz [Mai49], also der Durchmesser des Störkörpers $d \ll \lambda$, kann $\vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \approx \vec{E} \cdot \vec{E}^* \approx \vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^*$ gesetzt werden. Die Bedingung für diese Näherung ist damit begründet, dass im Störkörper keine Stehwellen auftreten sollen, da diese nicht in der Rechnung für die Störkörpertheorie berücksichtigt werden. Ferner können die Felder um den Störkörper für Abstände vergleichbar mit dessen Durchmesser als konstant angenommen werden. Mit dieser Näherung ergibt sich im Nenner in Gleichung (3.31) das Zweifache der im Resonator gespeicherten Energie W, wobei w_{el} die Energiedichte im Resonator ist:

$$\int_V \varepsilon_0\,\vec{E} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V \approx 2 \int_V w_{\mathrm{el}} \, \mathrm{d}V = 2\,W \quad . \tag{3.32}$$

Werden sphärische, metallische Störkörper benutzt, können $\vec{E}$- und $\vec{H}$-Felder nicht getrennt voneinander gemessen werden. Allerdings wird bei einer Messung auf der Symmetrieachse eines Resonators, bei dem bekannt ist, dass das magnetische Feld Null ist, nur das elektrische Feld gemessen und es ergibt sich:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\int_{V_{\mathrm{S}}} \vec{P} \cdot \vec{E}_0^* \, \mathrm{d}V_{\mathrm{S}}}{2\,W} \quad . \tag{3.33}$$

Die Polarisation kann mit der Annahme einer kleinen Störung mit dem Formfaktor k (bei einer Kugel $k = 3$ [Bri]) und bei einem metallischen Störkörper als

$$\vec{P} = \lim_{\varepsilon_{\mathrm{r}} \to \infty} \frac{k\,(\varepsilon_{\mathrm{r}} - 1)}{(\varepsilon_{\mathrm{r}} - 1) + k}\,\varepsilon_0\,\vec{E}_0 \approx k\,\varepsilon_0\,\vec{E}_0 \tag{3.34}$$

geschrieben werden. Daraus folgt mit der Störkörperkonstanten α_S, die das Störkörpervolumen, die Dielektrizitätskonstante, den Formfaktor sowie den Faktor zwei zusammenfasst:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{k\,\varepsilon_0 \left|\vec{E}_0\right|^2 \int\limits_{V_\mathrm{S}} \mathrm{d}V_\mathrm{S}}{2\,W} = \frac{k\,\varepsilon_0\,V_\mathrm{S} \left|\vec{E}_0\right|^2}{2\,W} = \frac{\alpha_\mathrm{S} \left|\vec{E}_0\right|^2}{W} \quad . \tag{3.35}$$

Nun kann die Gleichung nach dem elektrischen Feld aufgelöst werden

$$\frac{\left|\vec{E}_0\right|}{\sqrt{W}} = \sqrt{\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\alpha_\mathrm{S}\,\omega^2}} \tag{3.36}$$

und die im Resonator gespeicherte Energie W über die Güte Q_0 und die Verlustleistung P_V ausgedrückt werden:

$$Q_0 = \omega_0\,\frac{W}{P_\mathrm{V}} \quad . \tag{3.37}$$

Damit ergibt sich für den Betrag des auf die Verlustleistung normierten $\vec{E}$-Felds

$$\frac{\left|\vec{E}_0(z)\right|}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} = \sqrt{\frac{(\omega_0^2 - \omega(z)^2)\,Q_0}{\alpha_\mathrm{S}\,\omega(z)^2\,\omega_0}} = \sqrt{\frac{(f_0^2 - f(z)^2)\,Q_0}{2\,\pi\,\alpha_\mathrm{S}\,f(z)^2\,f_0}} \quad . \tag{3.38}$$

Aus dem elektrischen Feld an einer bestimmten Stelle z im Resonator, lässt sich mittels Integration über den Resonator der Gesamtlänge ℓ die Spannung U im Resonator gewinnen, aus der dann die Shuntimpedanz R_S bestimmt werden kann:

$$\frac{U}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} = \int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} \frac{\left|\vec{E}_0(z)\right|}{\sqrt{P_\mathrm{V}}}\,\mathrm{d}z \quad . \tag{3.39}$$

Dabei ist zu berücksichtigen, dass sich das elektrische Feld ändert, während sich ein geladenes Teilchen durch den Resonator bewegt [Hil06b]. Im Fall ultra-relativistischer Teilchen erfolgt eine Laufzeitkorrektur, welche in die effektive Spannung mit einfließt:

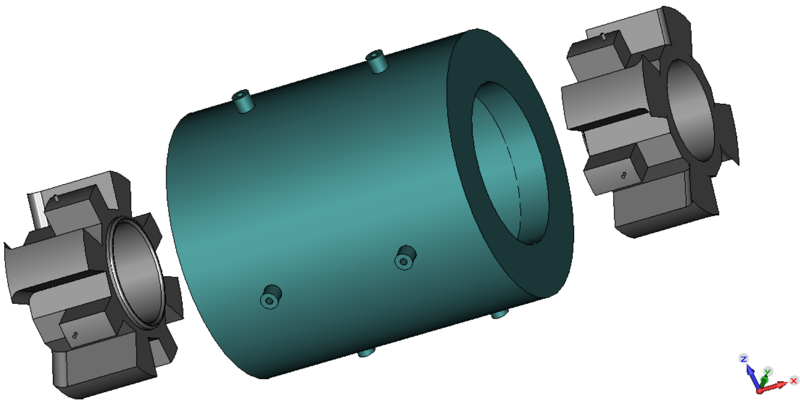
$$\frac{U_\mathrm{eff}}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} = \int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} \frac{\left|\vec{E}_0(z)\right|}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} \cos\left(\frac{2\,\pi\,f_0\,z}{c}\right) \mathrm{d}z = \int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} \sqrt{\frac{(f_0^2 - f(z)^2)\,Q_0}{2\,\pi\,\alpha_\mathrm{S}\,f(z)^2\,f_0}} \cos\left(\frac{2\,\pi\,f_0\,z}{c}\right) \mathrm{d}z \quad . \tag{3.40}$$

Damit ergibt sich für die effektive Shuntimpedanz

$$R_\mathrm{S,\,eff} = \frac{1}{2}\left(\frac{U_\mathrm{eff}}{\sqrt{P_\mathrm{V}}}\right)^2 = \left(\int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} \sqrt{\frac{(f_0^2 - f(z)^2)\,Q_0}{2\,\pi\,\alpha_\mathrm{S}\,f(z)^2\,f_0}} \cos\left(\frac{2\,\pi\,f_0\,z}{c}\right) \mathrm{d}z\right)^2 \quad . \tag{3.41}$$

4 Prototyp des Kicker-Cavitys

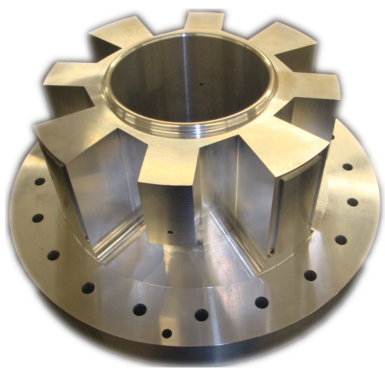
Das Kicker-Cavity, das Teil des longitudinalen Multibunch-Feedback-Systems an ELSA ist, wurde im Rahmen einer vorhergehenden Diplomarbeit [Zim10] konzipiert. Das Simulationsmodell sowie Fotos der gefertigten Teile des noch nicht zusammengefügten Prototyps sind in Abbildung 4.1 gezeigt. Es handelt sich beim Kicker-Cavity um einen Hohlraumresonator, der mittels seines longitudinalen elektrischen Felds auf die einzelnen Elektronenbunche einwirkt und so den Bunchen die vom longitudinalen Feedback-System bestimmte Korrektur aufzwingt. Mit diesem Bauteil sollen alle auftretenden longitudinalen Multibunchinstabilitäten im ELSA-Stretcherring gedämpft werden. Ein gefertigter Prototyp



(a) Das der Simulation zugrundeliegende Modell des Kicker-Cavitys in Explosionsdarstellung.



(b) Mantel des Prototyps, in den zwei der in Abbildung 4.1(c) zu sehenden Einsätze geschoben werden.



(c) Einer der zwei identischen Einsätze des Prototyps. Sie werden auf jeder Seite in den Mantel geschoben.

Abbildung 4.1: Der Prototyp als Simulationsmodell und als gefertigtes Kicker-Cavity.

des Kicker-Cavitys diente zur Überprüfung, inwieweit die Simulationen und deren Ergebnisse mit einem gefertigten Cavity übereinstimmen. Für diesen Zweck wurde der Prototyp aus einer Aluminiumlegierung hergestellt.

Nachfolgend werden die wichtigsten Anforderungen an das Kicker-Cavity zusammengefasst sowie die Simulationsergebnisse des Prototyps und die durchgeführten Messungen dargestellt.

4.1 Anforderungen an das Kicker-Cavity

Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, liegen alle zu dämpfenden longitudinalen Multibunchinstabilitäten in einem Frequenzintervall der Breite der halben Hochfrequenz; entweder oberhalb $[k \cdot f_{\mathrm{HF}}\,; (k+1/2) \cdot f_{\mathrm{HF}}]$ oder unterhalb der Hochfrequenzharmonischen $[(k - 1/2) \cdot f_{\mathrm{HF}}\,; k \cdot f_{\mathrm{HF}}]$, wobei $k \in \mathbb{N}$. Zur Dämpfung der Instabilitäten ist ein longitudinales elektrisches Feld auf der Strahlachse erforderlich. Dazu wird die Grundmode TM_{010} des Resonators benutzt. Um eine möglichst große Beschleunigungsspannung zu erreichen, die von der in den Resonator eingespeisten Leistung und der Shuntimpedanz (siehe Gleichung (3.18)) abhängig ist, sollte letztere maximiert werden.

Um alle möglichen longitudinalen Multibunchinstabilitäten dämpfen zu können, sollte die Halbwertsbreite Δf_{H} der Resonanzkurve des Kicker-Cavitys das oben beschriebene Frequenz-Intervall umfassen und mindestens der halben Hochfrequenz entsprechen [Gal98]. Die Resonanzfrequenz f_{res} der Grundmode sollte demnach in der Mitte dieses Frequenzintervalls liegen:

$$f_{\mathrm{res}} = \left(k \pm \frac{1}{4}\right) \cdot f_{\mathrm{HF}} \quad , k \in \mathbb{N} \quad . \tag{4.1}$$

Da eine große Resonanzfrequenz zu einem kleineren Resonatordurchmesser und somit zu einem kleineren Volumen führt, in dem Wandverluste auftreten können, ist eine große Resonanzfrequenz für eine hohe Shuntimpedanz sinnvoll.

Jedoch schränkt die Bunchlänge in ELSA die Wahl der Resonanzfrequenz des Kicker-Cavitys ein. Die Bunchlänge ist als doppelte Standardabweichung 2σ der Gaussförmigen, longitudinalen Ladungsverteilung eines Elektronenbunches definiert. Durch die Messung der Synchrotronschwingungsfrequenz an ELSA während der Energierampe kann die Bunchlänge in Abhängigkeit der Energie gewonnen werden. Die in [Ebe10, Kap. 7.3] bei einer Energie von 3,2 GeV ermittelte Bunchlänge beträgt im regulären Beschleunigerbetrieb ungefähr 6 cm. Da sowohl Anfang als auch Ende des Elektronenbunches während des Durchgangs durch die beschleunigende Strecke L des Resonators in dieselbe Richtung beschleunigt werden sollen, muss die Zeit für den Durchflug des Bunches kürzer sein als die Zeit für eine halbe Periode der Hochfrequenz des Kicker-Cavitys. Dies bedeutet für die Wellenlänge der Resonanzfrequenz λ_{res}

$$\frac{\lambda_{\mathrm{res}}}{2} - 2 \cdot \sigma > L \quad . \tag{4.2}$$

Bei der Wahl von f_{res} sollte auch darauf geachtet werden, dass die Beschleunigungsstrecke L nicht zu kurz wird, um noch eine ausreichend große Beschleunigungsspannung zu gewährleisten. Daher fällt die Wahl auf

$$f_{\mathrm{res}} = 1{,}125\,\mathrm{GHz} \quad .$$

Dies führt mit der ELSA-Hochfrequenz von 500 MHz zu einer Halbwertsbreite des Kicker-Cavitys von

$$\Delta f_{\mathrm{H}} = 250\,\mathrm{MHz}$$

und somit zu einer belasteten Güte von

$$Q_{\mathrm{L}} = \frac{f_{\mathrm{res}}}{\Delta f_{\mathrm{H}}} = 4{,}5 \quad .$$

Aus Gleichung (4.2) kann mit der gewählten Resonanzfrequenz eine obere Grenze für die Beschleunigungsstrecke L angegeben werden:

$$L_{\mathrm{max}} = 73\,\mathrm{mm} \quad . \tag{4.3}$$

Für den Strahlrohrradius des Kicker-Cavitys liegt eine untere Grenze r_{min} vor, die von der erwarteten Strahlbreite am Einbauort des Kicker-Cavitys abhängt. Dabei ist die Strahlbreite u. a. abhängig

von der longitudinalen Position im Beschleunigerring. Am Einbauort des Kicker-Cavitys (siehe Abschnitt 6.3) ergibt sich aus der Strahlbreite bei einer Energie von 3,5 GeV ein minimaler Strahlrohrradius von [Zim10, Kap. 5.2]

$$r_{\mathrm{min}} = 42\,\mathrm{mm} \quad .$$

4.2 Simulationen des Prototyps

Eine Untersuchung der elektromagnetischen Feldkonfiguration komplexer Strukturen ist nur mit numerischen Methoden möglich, da eine analytische Lösung der MAXWELL-Gleichungen nicht mehr erfolgen kann.

Der konzipierte Prototyp des Kicker-Cavitys wurde mit dem Programmpaket *CST STUDIO SUITE*™ [CST11] simuliert. Hier sind unter anderem das *CST MICROWAVE STUDIO®* (*CST MWS*) und das *CST PARTICLE STUDIO®* (*CST PS*) enthalten. *CST MWS* ist ein spezielles Werkzeug für dreidimensionale Simulationen von passiven Hochfrequenzkomponenten wie beispielsweise Antennen, Filtern, Resonatoren etc. und stellt verschiedene Lösungsroutinen wie den Transient-Solver, den Frequency-Domain-Solver und den Eigenmode-Solver zur Verfügung.[12] Das *CST PS* ist ein Werkzeug für die Untersuchung der Dynamik geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern. Hier ist eine Lösungsroutine der Wakefield-Solver, mit dem sich die durch geladene Teilchen angeregten Felder bestimmen lassen.

Mit dem Programm lassen sich dreidimensionale Geometrien mit bestimmten Materialeigenschaften erstellen. Zur Simulation wird diese Geometrie dann mit einem Gitter[13] genähert, welches zur Berücksichtigung detaillierterer Strukturen sehr fein gewählt werden kann. Für jeden Gitterpunkt werden mit der Methode der finiten Elemente [Wu07] die MAXWELL-Gleichungen numerisch gelöst.

Da die Shuntimpedanz von den Materialeigenschaften abhängt, wird meist eine reine Geometriegröße, der (R/Q)-Faktor

$$(R/Q) \equiv \frac{R_{\mathrm{S}}}{Q_0} \tag{4.4}$$

zur Charakterisierung eines Hohlraumresonators benutzt. Mit der effektiven Shuntimpedanz $R_{\mathrm{S,\,eff}}$ (siehe Gleichung (3.41)) ergibt sich der effektive $(R/Q)_{\mathrm{eff}}$-Faktor, der die Änderung des elektrischen Felds während des Durchgangs eines ultra-relativistischen Teilchens durch den Resonator berücksichtigt. Mit der belasteten Güte Q_{L} des Kicker-Cavitys ergibt sich für die effektive Shuntimpedanz

$$R_{\mathrm{S,\,eff}} = (R/Q)_{\mathrm{eff}}\, Q_0 = (R/Q)_{\mathrm{eff}}\, (1+\kappa)\, Q_{\mathrm{L}} \quad . \tag{4.5}$$

Hierbei ist Q_0 die unbelastete Güte und κ der Koppelfaktor.

Um die in Abschnitt 4.1 aufgestellten Anforderungen zu erfüllen, sollte $(R/Q)_{\mathrm{eff}}$ maximiert werden, um bei annähernd kritischer Kopplung ($\kappa \approx 1$) und $Q_{\mathrm{L}} = 4{,}5$ eine möglichst große effektive Shuntimpedanz zu erhalten.

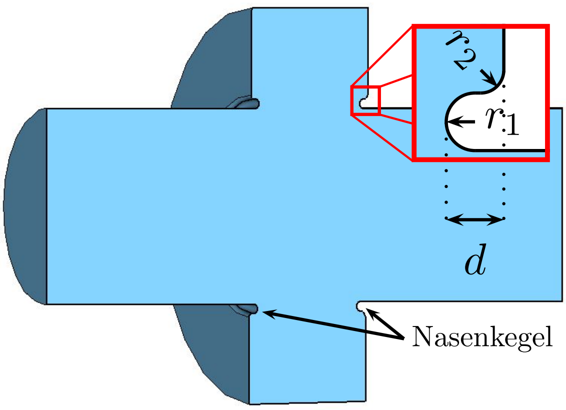
Der $(R/Q)_{\mathrm{eff}}$-Faktor wird nicht nur durch die Länge und Resonanzfrequenz des Kicker-Cavitys beeinflusst, sondern auch vom Durchmesser der angeschlossenen Strahlrohre. Da das Strahlrohr ein zylindrischer Hohlleiter ist, kann ihm nach Gleichung (3.6) eine kritische Frequenz zugeordnet werden, unterhalb derer keine Ausbreitung elektromagnetischer Wellen stattfinden kann, oberhalb derer sich aber die Wellen im Strahlrohr ungedämpft ausbreiten können. Dadurch kommt es zur Dämpfung [Knu00] der höheren Moden (HOM) des Resonators, falls deren Eigenfrequenzen über dieser kritischen Frequenz liegen.

Die Wahl eines Strahlrohrradius von 50 mm gewährleistet die erforderliche Dämpfung bei der vorliegenden Geometrie [Zim10, Kap. 5.2] und kommt auch den mechanischen Gegebenheiten im

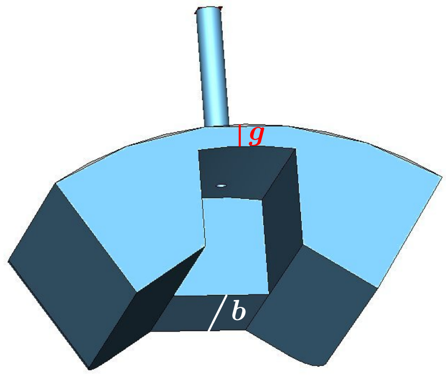
[12] Zur genaueren Beschreibung der einzelnen Routinen siehe [Bol08].
[13] Im Englischen auch als *Mesh* bezeichnet.

ELSA-Ring entgegen, da das Standardstrahlrohr denselben Durchmesser hat und somit Querschnittsänderungen vermieden werden.

Eine Erhöhung des $(R/Q)_{\text{eff}}$-Faktors lässt sich durch sogenannte Nasenkegel an den gegenüberliegenden Seiten des Resonators (in Abbildung 4.2(a) skizziert) erreichen, da dadurch das effektive elektrische Feld erhöht wird. Durch Optimierung der Dimensionen der Nasenkegel bezüglich des $(R/Q)_{\text{eff}}$-Faktors unter Beachtung der Anforderungen an das Kicker-Cavity wurden Nasenkegel der Länge 5 mm mit einer oberen Rundung von 2,5 mm und einer unteren von 2 mm angebracht. Damit konnte der $(R/Q)_{\text{eff}}$-Faktor von 46 Ω auf 49 Ω erhöht werden.



(a) Pillbox-Cavity – ein einfacher, kreiszylindrischer Hohlraumresonator – mit Nasenkegeln, die zur Erhöhung des $(R/Q)_{\text{eff}}$-Faktors dienen. Die Breite der Nasenkegel ist $d = 5$ mm, wobei die Radien der Rundungen $r_1 = 2{,}5$ mm und $r_2 = 2$ mm sind.



(b) Steghohlleiter mit Stegtiefe g und $\lambda/4$-Abschluss der Länge b.

Abbildung 4.2: Nasenkegel und Steghohlleiter des Kicker-Cavitys. Das Vakuum ist jeweils in blau dargestellt. Das umgebende Material ist nicht dargestellt.

Die geforderte Bandbreite des Kicker-Cavitys wurde durch spezielle Koaxial-Hohlleiter-Übergänge mit gebogenen Steghohlleitern (vergleiche Abbildung 4.2(b)), die mit einem $\lambda/4$-Abschluss der Länge b abgeschlossen werden, realisiert [Kim00]. Insgesamt werden acht der entwickelten Steghohlleiter – vier dienen als Hochfrequenzeinspeisung und vier werden mit 50 Ω abgeschlossen – verwendet. Iterative Simulationen, die die Stegtiefe g und die Länge b des $\lambda/4$-Abschlusses hinsichtlich einer geringen Reflexion optimierten, führten zu der Wahl von $g = 6{,}4$ mm und $b = 36$ mm. Die Gesamtstruktur des Kicker-Cavitys wird in Abbildung 4.3 gezeigt.

Aus den Simulationen ergeben sich die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Geometrieparameter für den Prototyp.

Resonatorradius R	101,5 mm
Strahlrohrradius r	50 mm
Resonatorlänge L	68 mm
Nasenbreite d	5,0 mm
Radius Nasenkegel r_1	2,5 mm
Radius Nasenkegel r_2	2,0 mm
Stegtiefe g	6,4 mm

Tabelle 4.1: Geometrieparameter des Prototyps.

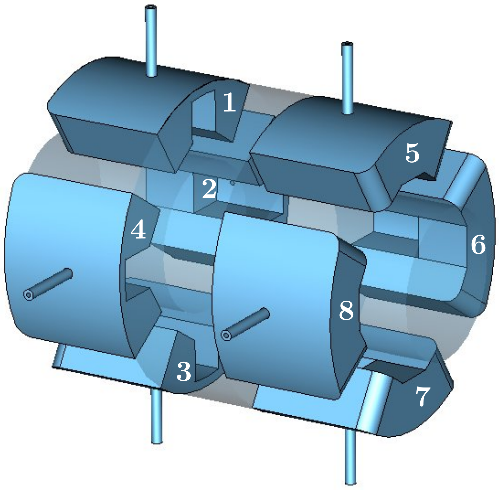


Abbildung 4.3: Gesamtstruktur des Kicker-Cavitys. Zu sehen sind die Koaxial-Hohlleiter-Übergänge mit Steghohlleitern, die beidseitig des Resonators symmetrisch angeordnet sind. Die Hochfrequenz-Signale werden durch die Ports 1 – 4 eingekoppelt, während die Ports 5 – 8 mit 50 Ω abgeschlossen sind. Dargestellt ist das Vakuum.

4.3 Simulation des Reflexionsfaktors

Das für den Prototyp verwendete Modell wird mit dem Transient-Solver simuliert, um die Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors zu erhalten. Dabei wird über die Eingangsports[14] einer Seite amplituden- und phasengleiche Hochfrequenz eingekoppelt, während die Ports der anderen Seite mit 50 Ω abgeschlossen werden. Das Ergebnis der Simulation im Frequenzbereich von (0,8 – 1,5) GHz ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Resonanzfrequenz lässt sich aus dem Minimum der Kurve ablesen und beträgt

$$f_{\mathrm{res}} = 1{,}143\,\mathrm{GHz} \quad . \tag{4.6}$$

Damit weicht sie vom geforderten Wert von 1,125 GHz um 1,6 % ab. Die Leistungsfähigkeit des Kicker-Cavitys für das Feedback-System wird dadurch jedoch wegen seiner hohen Bandbreite nicht beeinträchtigt. Mit dem minimalen Reflexionsfaktor an der Resonanz von $\rho_{\mathrm{min}} \simeq 0$ ergibt sich nach Gleichung (3.21) ein Koppelfaktor von $\kappa \simeq 1$, sodass die Halbwertsbreite bei $1/\sqrt{2}$ abgelesen werden kann. Sie ergibt sich zu $\Delta f_{\mathrm{H}} = 251\,\mathrm{MHz}$ und führt zu einer Güte von

$$Q_{\mathrm{L}} = \frac{f_{\mathrm{res}}}{\Delta f_{\mathrm{H}}} = 4{,}56 \quad . \tag{4.7}$$

4.4 Messungen am Prototyp

Mit dem zusammengebauten Prototyp werden Messungen durchgeführt, um die charakterisierenden Parameter wie Resonanzfrequenz und Güte des Kicker-Cavitys zu ermitteln. Zur Bestimmung der Resonanzfrequenz und der Halbwertsbreite wird der Reflexionsfaktor gemessen, für die Shuntimpedanz wird eine Störkörpermessung durchgeführt.

In das Cavity wird über die vier Einkopplungsports einer Seite Hochfrequenz-Leistung eingekoppelt, während die anderen Durchführungen mit 50 Ω-Lasten abgeschlossen werden. Für einen optimalen Betrieb des Resonators müssen die pro Durchführung eingekoppelten Hochfrequenz-Signale möglichst amplituden- und phasengleich sein. Für diesen Zweck wird ein Vierfach-Splitter benutzt.

[14] *Port*, englisch für Tor oder Schnittstelle.

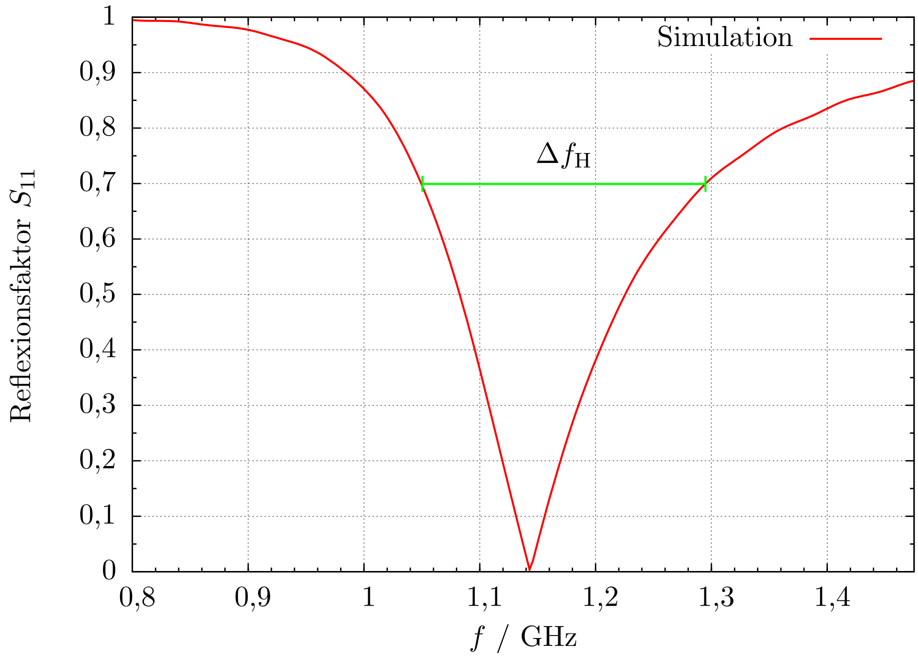


Abbildung 4.4: Simulation des Reflexionsfaktors für die Geometrie des Prototyps. Die Resonanzfrequenz liegt bei $f_{\mathrm{res}} = 1{,}143\,\mathrm{GHz}$. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta f_{\mathrm{H}} = 251\,\mathrm{MHz}$ ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\mathrm{L}} = 4{,}56$.

4.4.1 Vierfach-Splitter

Der verwendete, breitbandige Vierfach-Splitter der Firma *Microlab* (Modell D4-55FN), der ein Aufteilen der Hochfrequenz-Leistung in vier amplituden- und phasengleiche Signale ermöglichen soll, arbeitet in einem Frequenzbereich von 698 MHz – 2,7 GHz und erlaubt eine maximale Leistungseinkopplung von 500 W. Ein Foto des Splitters ist in Abbildung 4.5 zu sehen.

Um das frequenzabhängige Amplituden- und Phasenverhalten der vier Ausgangsports des Splitters bei Einkopplung von Hochfrequenz-Leistung durch Port 1 untersuchen zu können, wird ein Vektor-Netzwerkanalysator (VNA[15]) benutzt. Mit einem VNA können Netzwerkparameter elektrischer Bau-

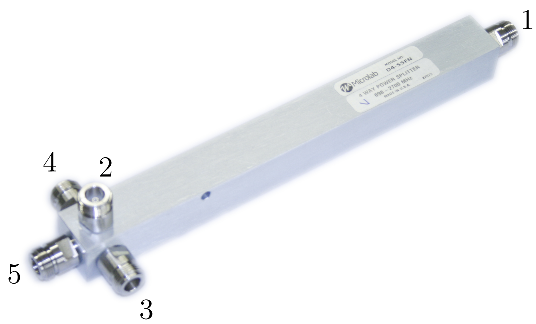


Abbildung 4.5: Breitbandiger Vierfach-Splitter der Firma *Microlab* (Modell D4-55FN), der ein Aufteilen der Hochfrequenzleistung in vier amplituden- und phasengleiche Signale ermöglichen soll. Das Eingangsport (1) und die Ausgangsports (2 – 5) sind markiert.

teile wie Zwei- oder Mehrtornetzwerke, Verstärker und Filter vermessen werden. Hauptsächlich werden die Streuparameter, also das Reflexions- und Transmissionsverhalten der Bauteile, bestimmt. Vom

[15] Vom englischen Begriff für Vektor-Netzwerkanalysator: ***V**ector **N**etwork **A**nalyzer*.

VNA wird dazu ein Signal, dessen Frequenz, Amplitude und Phase bekannt sind, auf das Messobjekt geschickt. Nachfolgend kann das reflektierte oder das transmittierte Signal gemessen werden.

Das Transmissionsverhalten des Splitters wird vermessen, indem der Ausgang des VNAs mit Port 1 verbunden wird, während ein anderer Port des Splitters an den Eingang des VNAs angeschlossen wird. Die anderen Ports werden mit 50 Ω abgeschlossen. Vor der eigentlichen Messung wird der Messaufbau ohne Splitter kalibriert, um die Dämpfung der Anschlusskabel berücksichtigen zu können. Außerdem wird die *Auto-Length*-Funktion des VNAs [RS] benutzt, um das gemessene Phasenverhalten um die laufzeitbedingte Phasenverschiebung $\Delta\phi(f)$ zu bereinigen. Diese ist bei Annahme einer frequenzunabhängigen Laufzeit T durch ein Bauteil durch $\Delta\phi(f) = 2\,\pi\,f\,T$ gegeben, was einem linearen Anstieg mit der Frequenz f entspricht. Der VNA berechnet mittels einer Ausgleichsgeraden für den Phasenverlauf eine Leitungslänge und kann diese somit berücksichtigen.

Zunächst wird die Dämpfung eines in Port 1 einfallenden Signals für jedes der vier Ausgangsports gemessen. Abbildung 4.6 zeigt die aus der Messung berechneten Transmissionsfaktoren. Die Kurve

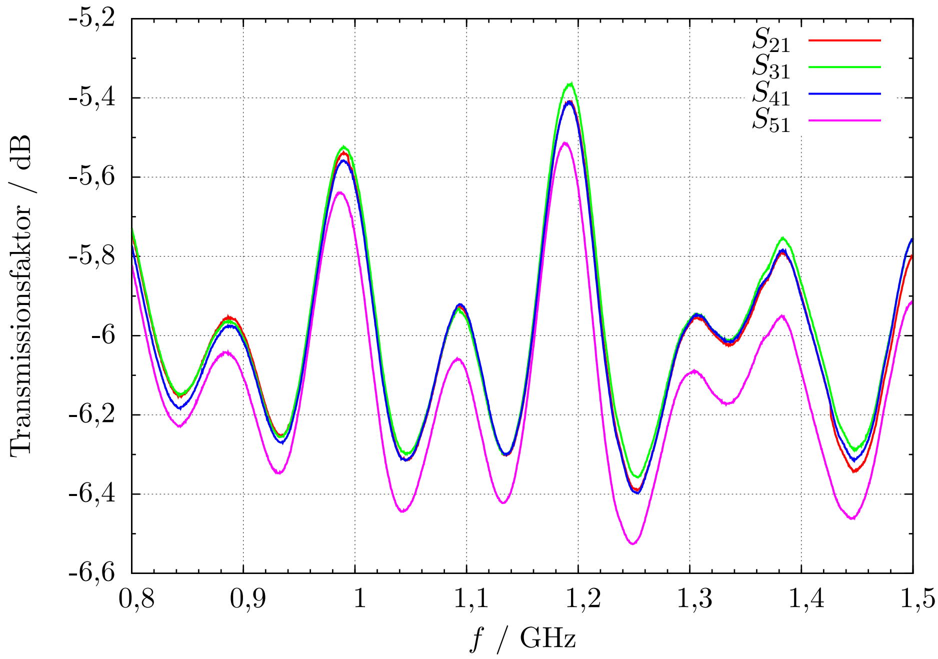


Abbildung 4.6: Transmissionsfaktoren der vier Ports des Splitters bei Anregung an Tor 1.

der S_{51}-Messung weicht um einen Wert von etwa $-0{,}1$ dB von den anderen Kurven ab. Damit sind die Signale aus den Ports $2-4$ weitgehend amplitudengleich, während das aus Port 5 im Mittel eine um 2,3 % kleinere Amplitude hat, was aber bei solch hohen Frequenzen akzeptabel ist, da bei höheren Frequenzen die Dämpfung ansteigt.

Das Phasenverhalten des Splitters ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Bei gleicher Leitungslänge weicht die Phase des S_{51}-Parameters um bis zu 8,5° von der der anderen Transmissionsfaktoren (S_{21}, S_{31}, S_{41}) ab. Bei letzteren gibt es nur vernachlässigbar kleine Abweichungen untereinander. Die absolute Phase schwankt bei allen Ports um ±5°. Die Kompensation des Phasenunterschieds von Port 5 ließe sich durch ein längeres Kabel bewerkstelligen. Mit dem verwendeten *Aircell®7* Kabel mit einem Verkürzungsfaktor von 0,83 [SSB11] ist eine Längendifferenz Δs von

$$\Delta s = \frac{\Delta\phi}{360°}\frac{0{,}83\,c}{f} \approx 5\,\mathrm{mm} \tag{4.8}$$

nötig. Da die Fertigungstoleranzen beim Konfektionieren von Kabeln [AME11] in diesem Bereich liegen, ist eine Kompensation des Phasenunterschieds durch Anpassung der Kabellängen nicht möglich. Dies bringt jedoch keine weiteren Probleme mit sich, wie sich durch den Einsatz des Splitters im Beschleunigerbetrieb gezeigt hat (siehe Abschnitt 6.6).

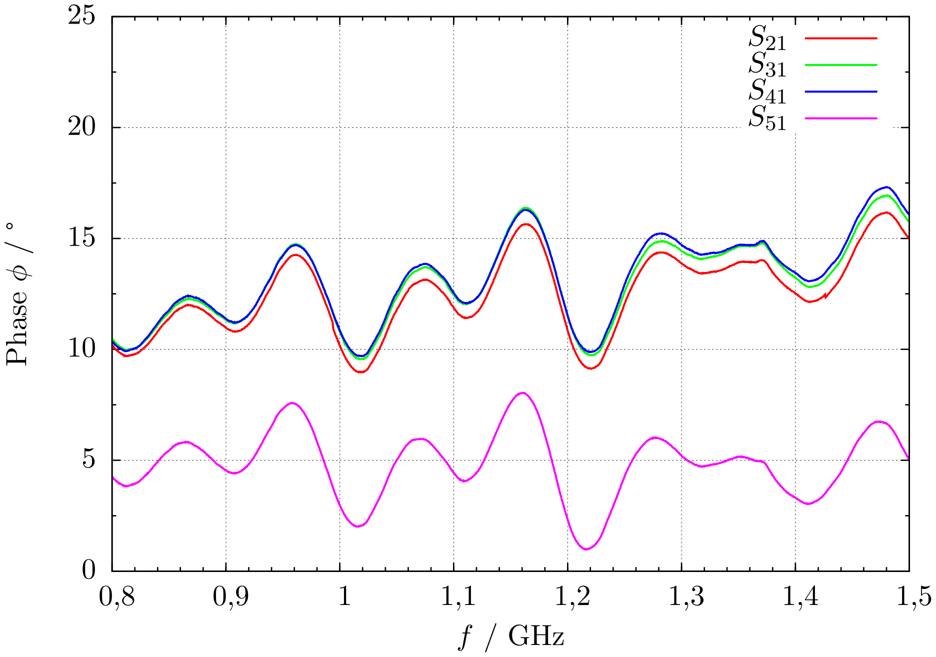


Abbildung 4.7: Phasenverhalten der vier Ports des Splitters bei Anregung an Tor 1.

Das Ergebnis der Messung bezüglich der Abweichung von Port 5 zu den anderen Toren konnte aufgrund der Geometrie des Splitters erwartet werden. Während die Ports $2-4$ senkrecht zur Richtung, die durch den Stecker von Port 1 und das Gehäuse vorgegeben ist, stehen, ist Port 5 parallel zu dieser Richtung ausgerichtet, wodurch eine unterschiedliche Laufzeit im Splitter resultiert.

4.4.2 Reflexionsfaktor

Am Prototyp wird eine Messung des Reflexionsfaktors durchgeführt. Dazu wird ein Aufbau gemäß Abbildung 4.8 verwendet. Dabei wird das Signal des VNAs auf Port 1 des Splitters gegeben. An dessen Ausgangsports werden Kabel gleicher Länge, die wiederum mit vier Ports derselben Seite des Kicker-Cavitys verbunden sind, angeschlossen. Die verbleibenden Ports des Prototyps werden mit 50 Ω-Abschlüssen versehen. Eine Kalibrierung der zur Messung verwendeten Kabel samt Splitter kann nicht erfolgen, da Reflexionen im Messaufbau entstehen, die die Kalibrierungsroutine nicht berücksichtigen kann. Deshalb wird bei der Kalibrierung nur das Kabel zwischen VNA und Splitter berücksichtigt.

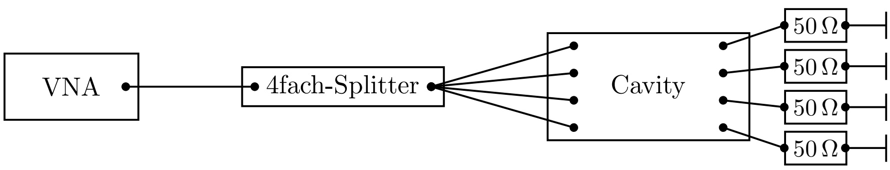


Abbildung 4.8: Aufbau zur Messung des Reflexionsfaktors des Prototyps. Der Netzwerkanalysator (VNA) wird an den Splitter angeschlossen, dessen Ausgänge mit den Eingansports des Kicker-Cavitys verbunden sind. Dessen Ausgangsports sind mit 50 Ω-Lasten abgeschlossen.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Dort ist zum Vergleich ebenfalls das Simulationsergebnis aus Abbildung 4.4 dargestellt. Die Resonanzfrequenz lässt sich aus dem Minimum der Kurve ablesen und beträgt

$$f_{\text{res}} = (1{,}168 \pm 0{,}002)\,\text{GHz} \quad . \tag{4.9}$$

Ferner lässt sich der minimale Reflexionsfaktor zu

$$\rho_{\min} = 0{,}0381 \pm 0{,}0002 \tag{4.10}$$

bestimmen. Dabei sind die angegebenen Fehler auf die Frequenz- und Amplitudenauflösung des VNAs zurückzuführen. Der Koppelfaktor berechnet sich nach Gleichung (3.21) zu

$$\kappa = 1{,}079 \pm 0{,}001 \quad , \tag{4.11}$$

was als eine annähernd kritische Kopplung betrachtet werden kann. Die Bestimmung der Halbwerts-

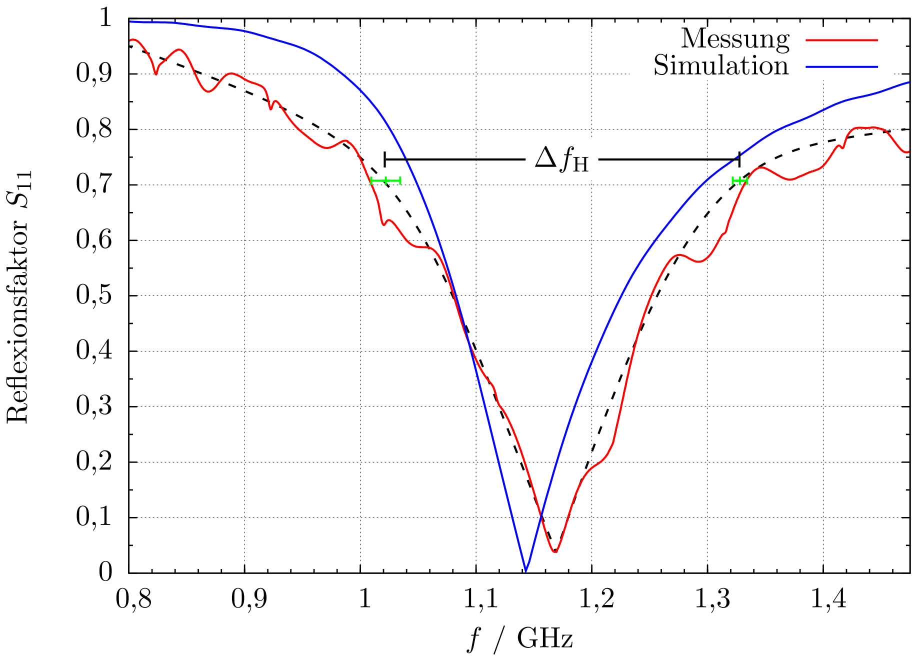


Abbildung 4.9: Messung des Reflexionsfaktors des Prototyps. Die Resonanzfrequenz liegt bei $f_{\text{res}} = (1{,}168 \pm 0{,}002)\,\text{GHz}$. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta f_{\text{H}} = (306 \pm 14)\,\text{MHz}$ ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\text{L}} = 3{,}81 \pm 0{,}06$. Die Messung in rot wird mit der Simulation in blau verglichen. Die schwarze, gestrichelte Kurve ist eine Näherungskurve, um die nicht vom Messobjekt verursachten Einbrüche nicht maßgeblich zu berücksichtigen.

breite muss demzufolge nach Gleichung (3.22) bei einem Wert des Reflexionsfaktors von

$$\rho_{\text{H}} = 0{,}7076 \pm 0{,}0001 \tag{4.12}$$

erfolgen. Dies wäre direkt möglich, indem an der Messkurve die Differenz der beiden Frequenzen gebildet wird, die zum Wert ρ_{H} gehören. Allerdings werden dann die Einbrüche in der Messkurve, die zusätzlich zum Resonanzpeak auftreten, nicht berücksichtigt. Diese sind eine Folge von Reflexionen, die durch den Messaufbau mit dem Vierfach-Splitter unvermeidlich sind. Eine Analyse dazu befindet sich in Abschnitt 5.5.3.

Um die Einbrüche, die nicht durch das eigentliche Messobjekt verursacht werden, nicht maßgeblich in die Auswertung der Messung einzubeziehen, wird eine Näherungskurve (in Abbildung 4.9 gestrichelt) an die Messkurve angepasst. Dabei werden möglichst viele Überschneidungen mit der Kurve in

Bereichen ohne Einbrüche erreicht. Die Halbwertsbreite lässt sich aus der Näherungskurve ablesen. Die beiden Frequenzen samt Fehler, der durch den Abstand der Näherungs- zur Messkurve abgeschätzt wird, sind in Abbildung 4.9 gekennzeichnet. Die Differenz der beiden Werte führt zu einer Halbwertsbreite von

$$\Delta f_{\mathrm{H}} = (306 \pm 14)\,\mathrm{MHz} \tag{4.13}$$

und somit zu einer belasteten Güte von

$$Q_{\mathrm{L}} = 3{,}81 \pm 0{,}06 \quad . \tag{4.14}$$

Ein Vergleich zwischen geforderten, simulierten und gemessenen Parametern des Prototyps ist in Tabelle 4.2 zu finden. Es fällt auf, dass die Messkurve relativ zur Simulationskurve zu leicht höheren Frequenzen verschoben ist. Die Resonanzfrequenz liegt 25 MHz über dem simulierten Wert, was einer

	f_{res} / GHz	Δf_{H} / MHz	Q_{L}	κ
Anforderungen	1,125	250	4,5	1,0
Simulation	1,143	251	4,56	1,0
Messung	$1{,}168 \pm 0{,}002$	306 ± 14	$3{,}81 \pm 0{,}06$	$1{,}079 \pm 0{,}001$

Tabelle 4.2: Vergleich der Parameter des Prototyps.

Abweichung von 2,2 % entspricht. Die Halbwertsbreite weicht um 55 MHz oder 22 % von der Simulation ab, die mit den Anforderungen übereinstimmt. Die Abweichung könnte durch nicht optimale elektrische Kontakte zwischen Mantel und Innenteil oder Koaxial-Innenleiter und Steghohlleiter begründet sein. In der Simulation werden solche Eventualitäten nicht berücksichtigt. Ferner können bei der Fertigung kleinere geometrische Abweichungen auftreten. Die Oberfläche hat beim gefertigten Kicker-Cavity eine gewisse Rauheit, die durch unvermeidbare Kratzer verursacht ist. Da bei den verwendeten Frequenzen durch das Auftreten des Skin-Effekts nur eine dünne Schicht der Oberfläche stromleitend ist, können diese Kratzer einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Eigenschaften des Kicker-Cavitys haben. Generell ist jedoch eine größere Halbwertsbreite unkritischer als eine zu kleine; so wird sichergestellt, dass alle Multibunchinstabilitäten gedämpft werden können.

Die aus Resonanzfrequenz und Halbwertsbreite gewonnene belastete Güte Q_{L} liegt entsprechend unter dem simulierten Wert.

4.4.3 Elektrisches Feld und Shuntimpedanz

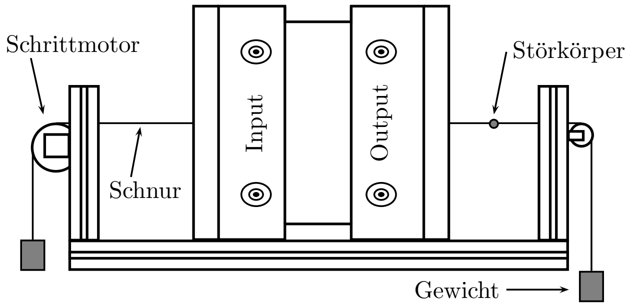
Die Bestimmung des elektrischen Felds und damit auch der Shuntimpedanz des Kicker-Cavitys erfolgt mit einer resonanten Störkörpermessung. Diese Messung wurde am Prototyp im Rahmen der Arbeit von [Zim10] noch nicht durchgeführt. Aus den Simulationen des Prototyps lassen sich nur elektrisches Feld und (R/Q)-Faktor bestimmen, welcher zusammen mit der belasteten Güte als Abschätzung der Shuntimpedanz dient.

Die Störkörpermessung wird mit dem in Abbildung 4.10 gezeigten Aufbau durchgeführt. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 4.11 zu finden. Der Störkörper wird an einem Polyamidfaden mithilfe eines Schrittmotors durch den Resonator gezogen. An verschiedenen Positionen des Störkörpers im Cavity wird dessen Resonanzfrequenz bestimmt. Zur Steuerung der Messung dient ein Computerprogramm [Sch09]. Dieses Programm steuert den Schrittmotor, liest die vom Netzwerkanalysator bestimmte Resonanzfrequenz aus und speichert Position und zugehörige Resonanzfrequenz. Abgesehen von Computer und Schrittmotor ist das Messverfahren hinsichtlich Kalibrierung und Aufbau dasselbe wie bei der in Abschnitt 4.4.2 geschilderten Reflexionsfaktormessung. Der Netzwerkanalysator bestimmt die Resonanzfrequenz durch Auffinden des Minimums der Messkurve, daher haben Kabeldämpfungen keinen Einfluss auf das Messergebnis und können vernachlässigt werden. Auch die

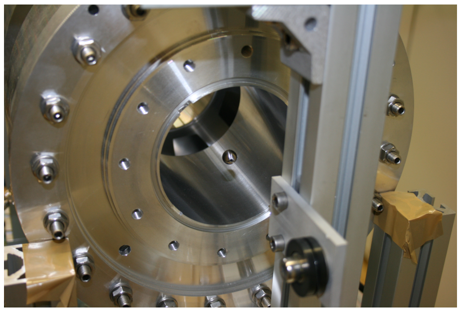
in Abbildung 4.9 zu erkennenden, durch den Messaufbau verursachten Einbrüche der Resonanzkurve haben keine Auswirkungen auf das Messresultat, da die Einbrüche nicht in unmittelbarer Nähe des Resonanzpeaks der Resonanzfrequenz auftreten. Durch Einstellen des zu messenden Frequenzbereichs, der hier zu 1,12 GHz – 1,13 GHz gewählt wird, und einer Auflösung von 1600 Punkten, wird das Auffinden der Resonanzfrequenz erleichtert.

Als Störkörper dient eine Eisenkugel mit einem Radius von $r_S = (4{,}92 \pm 0{,}03)$ mm, weshalb die Schrittweite des Schrittmotors auf 5 mm eingestellt wird. Dies vermeidet redundante Messwerte.

Um einer Ungenauigkeit durch mechanische Schwingungen des Störkörpers um die Cavity-Mittelachse, verursacht durch die abrupt einsetzende Beschleunigung der Eisenkugel durch den Schrittmotor, zu entgehen, wird mit der Datennahme jeweils 20 s gewartet. Nach dieser Zeit ist eine aufgetretene Schwingung hinreichend abgeklungen. Der Netzwerkanalysator mittelt dann über 30 Sweeps[16].



(a) Skizze zum Aufbau des Messstands zur Störkörpermessung. Durch die Mittelachse des Cavitys wird der Störkörper mithilfe eines Schrittmotors geführt. Zwei Gewichte sorgen dafür, dass der Störkörper nur geringfügig durchhängt.



(b) Messstand für die Störkörpermessung. Gezeigt ist der Resonator, der Störkörper an einer Polyamidschnur und die Umlenkrolle.

Abbildung 4.10: Messaufbau zur Störkörpermessung.

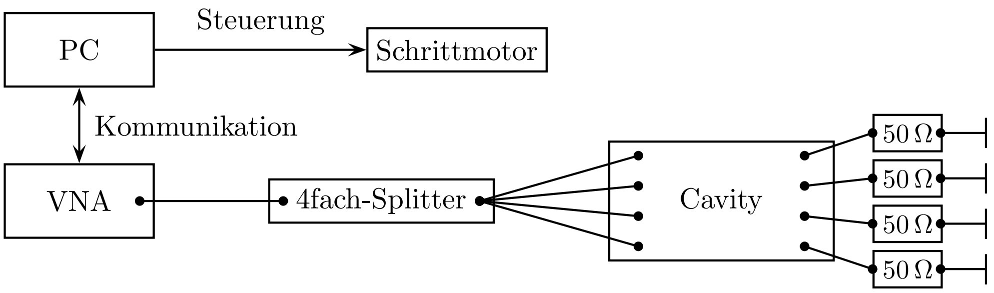


Abbildung 4.11: Schema zum Messaufbau der Störkörpermessung. Der Aufbau ist ähnlich zu dem in Abbildung 4.8 gezeigten. Hinzu kommt noch ein Computer, der den Schrittmotor ansteuert und mit dem Netzwerkanalysator (VNA) kommuniziert und die Messdaten speichert.

Die Messungen starten jeweils zwei Zentimeter vor dem Anfang des Cavitys und enden ebenfalls zwei Zentimeter hinter demselben. Es werden ungefähr 30 Messdurchgänge gemacht, um den statistischen Messfehler klein zu halten. Durch arithmetische Mittelung über alle Messreihen folgt der Fehler der Frequenzmessung aus der Standardabweichung und beträgt maximal 50 kHz.

Nach Mittelung ergibt sich die Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Position z im Cavity wie in Abbildung 4.12 gezeigt. Aus der Verschiebung kann nun die ungestörte Resonanz-

[16]Als *Sweep*, englisch für Durchlauf, wird das einmalige Durchmessen des eingestellten Frequenzbereichs bezeichnet.

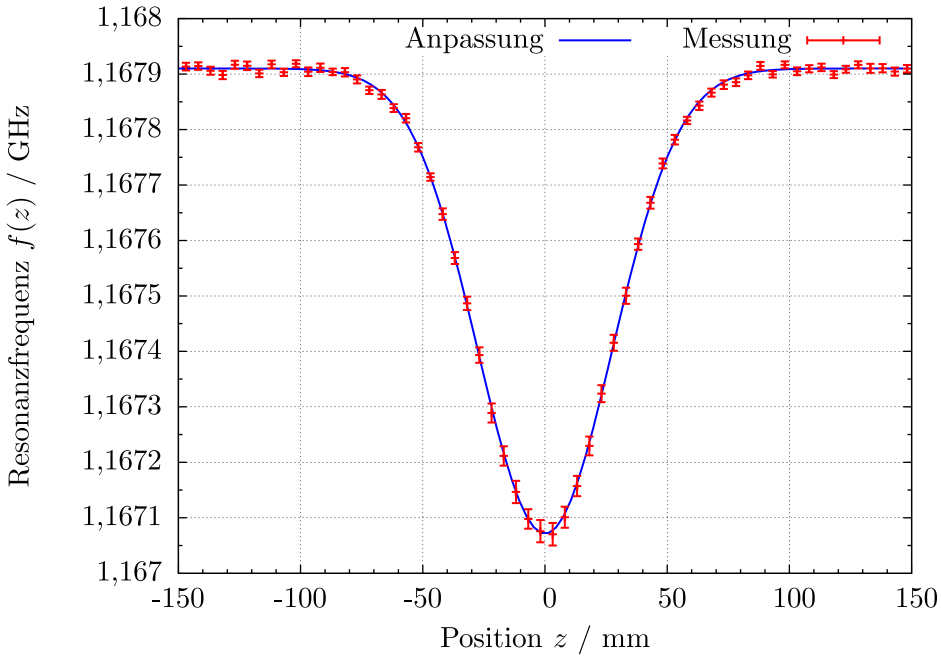


Abbildung 4.12: Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Position z im Cavity bei der Störkörpermessung. Die Anpassungsfunktion liefert als ungestörte Resonanzfrequenz $f_0 = 1{,}16791\,\mathrm{GHz}$.

frequenz f_0 und die positionsabhängige Resonanzfrequenz $f(z)$ gewonnen werden. Zu diesem Zweck wird eine Funktion der Form

$$f(z) = f_0 - a\,\exp(-b\,z^2) \tag{4.15}$$

fehlergewichtet an die Daten angepasst, die in Abbildung 4.12 ebenfalls dargestellt ist. Zusammen mit der unbelasteten Güte $Q_0 = (1+\kappa)\,Q_\mathrm{L}$ ergibt sich für das auf die Verlustleistung normierte elektrische Feld $E_0(z)$, das in Abbildung 4.13 dargestellt ist, aus der quadratischen Frequenzverschiebung $f_0^2 - f(z)^2$ (vergleiche Gleichung (3.38))

$$\frac{|\vec{E}_0(z)|}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} = \sqrt{\frac{(f_0^2 - f(z)^2)\,Q_0}{2\,\pi\,\alpha_\mathrm{S}\,f(z)^2\,f_0}} \quad . \tag{4.16}$$

Dabei ist die Störkörperkonstante α_S mit $k = 3$ (siehe Abschnitt 3.3) für eine Kugel durch

$$\alpha_\mathrm{S} = \frac{k\,\varepsilon_0\,V_\mathrm{S}}{2} = (6{,}5 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-18}\,\mathrm{W\,s\,m^2/V^2} \tag{4.17}$$

gegeben. Hier ist V_S das Störkörpervolumen, das sich aus dem Radius der Eisenkugel und dem der Bohrung für den Polyamidfaden von $\tilde{r}_\mathrm{S} = (0{,}50 \pm 0{,}03)\,\mathrm{mm}$ ergibt.

Die elektrischen Felder in Abbildung 4.13 stimmen, außer im Randbereich, wo es kleinere Abweichungen gibt, gut miteinander überein.

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, lässt sich aus dem elektrischen Feld die effektive Spannung gewinnen, die das sich ändernde Feld während eines Teilchendurchflugs berücksichtigt:

$$\frac{U_\mathrm{eff}}{\sqrt{P_\mathrm{V}}} = \int\limits_{-\ell/2}^{\ell/2} \frac{|\vec{E}_0(z)|}{\sqrt{P_\mathrm{V}}}\,\cos\left(\frac{2\,\pi\,f_0\,z}{c}\right)\,\mathrm{d}z \quad . \tag{4.18}$$

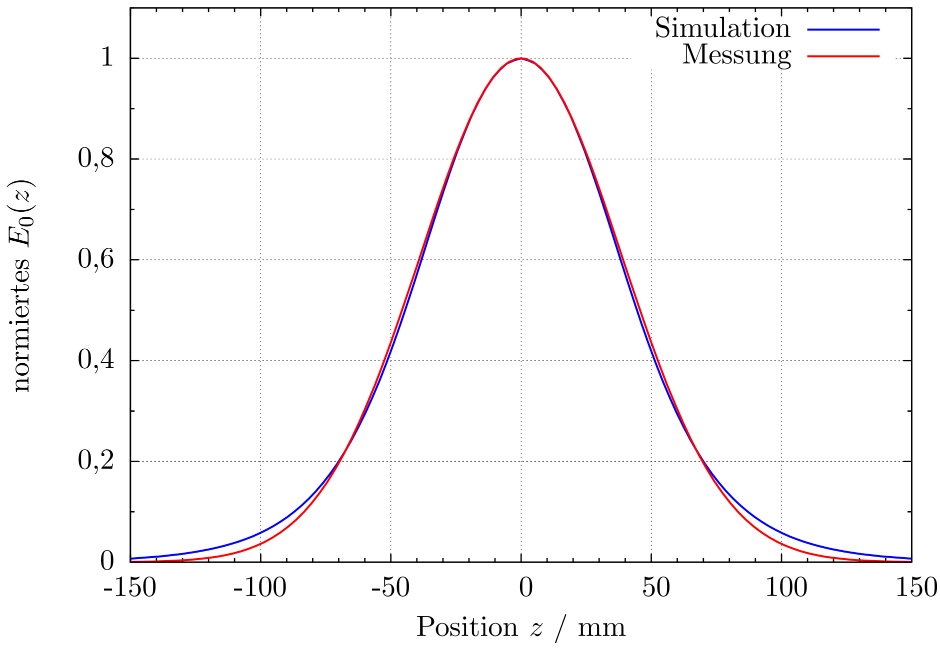


Abbildung 4.13: Elektrisches Feld des Prototyps aus der Störkörpermessung. Ebenfalls ist das elektrische Feld aus der Simulation eingezeichnet. Beide Felder sind, um einen Vergleich zu ermöglichen, auf ihren Maximalwert normiert.

Da eine analytische Integration nicht möglich ist, wird numerisch über die Gesamtlänge ℓ des Cavitys integriert. Anschließend ergibt sich nach Gleichung (3.41) die effektive Shuntimpedanz

$$R_{\mathrm{S,\,eff}} = (456 \pm 16)\,\Omega \quad . \tag{4.19}$$

Eine Abschätzung der Shuntimpedanz aus den Simulationen kann gemäß

$$R_{\mathrm{S,\,eff}} = (R/Q)_{\mathrm{eff}} \cdot Q_0 = (R/Q)_{\mathrm{eff}} \cdot (1+\kappa) \cdot Q_{\mathrm{L}} = 449\,\Omega \tag{4.20}$$

erfolgen, dabei wird der mit dem Eigenmode-Solver bestimmte Wert für den $(R/Q)_{\mathrm{eff}}$-Faktor von $49\,\Omega$ sowie die Simulationsergebnisse aus Tabelle 4.2 verwendet.

Die gemessene und simulierte Shuntimpedanz stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein; die gemessene ist sogar ungefähr um 1,5 % größer als die simulierte. Dies mag allerdings auch an der Abschätzung der simulierten Shuntimpedanz liegen. Insgesamt bestätigt sich damit innerhalb der Fehlergrenzen die Gültigkeit des Simulationsergebnisses für die Shuntimpedanz.

5 Kicker-Cavity mit angepasster Geometrie

Im Vergleich zur Simulation tritt beim Prototyp eine Verschiebung der Resonanzfrequenz auf, deren Grund nicht offensichtlich ist, vermutlich aber durch die in der Simulation nicht berücksichtigten Abweichungen zwischen Modell und gefertigtem Kicker-Cavity verursacht wird. Daher werden bei den endgültigen Kicker-Cavitys einige Änderungen der Geometrie vorgenommen, um die Frequenzverlagerung zu kompensieren.

5.1 Änderungen an der Geometrie

Die erwartete Frequenzverschiebung wird mit einer simulierten Resonanzfrequenz von 1,100 GHz berücksichtigt. Um diese neue Resonanzfrequenz zu erhalten, muss der Resonatorradius R vergrößert werden. Darüber hinaus werden die Stegtiefe g sowie die Nasenbreite d verändert, um den $(R/Q)_{\mathrm{eff}}$-Faktor bei veränderter Geometrie zu maximieren, wobei die geforderte Halbwertsbreite nicht unterschritten werden darf. Iterative Simulationen führen zur Wahl der in Tabelle 5.1 gezeigten Parameter.

	Prototyp	**Kicker-Cavity**
Resonatorradius R	101,5 mm	103 mm
Strahlrohrradius r	50 mm	50 mm
Resonatorlänge L	68 mm	68 mm
Nasenbreite d	5,0 mm	7,0 mm
Radius Nasenkegel r_1	2,5 mm	2,5 mm
Radius Nasenkegel r_2	2,0 mm	2,0 mm
Stegtiefe g	6,4 mm	6,5 mm

Tabelle 5.1: Geometrieparameter des Kicker-Cavitys im Vergleich zu denen des Prototyps.

5.2 Simulation des Reflexionsfaktors

In den Simulationen wird als Standard das sogenannte PEC[17] verwendet, aus dem das Vakuum herausgeschnitten wird und somit die Resonatorstruktur entsteht (siehe Abbildung 5.1). Die Ausdehnung des das Vakuum umgebenden Materials ist unendlich. Bei hohen Frequenzen muss der Skin-Effekt berücksichtigt werden, was bedeutet, dass nur ein dünner Bereich an der Oberfläche eines Leiters stromführend ist [Hen03]. Daher ist nur eine dünne Schicht eines Mantels, der die Resonatorstruktur umschließt, notwendig. Die Dicke dieses Mantels ist nicht von Bedeutung, solange sie im relevanten Frequenzbereich oberhalb der Skintiefe des Materials liegt.

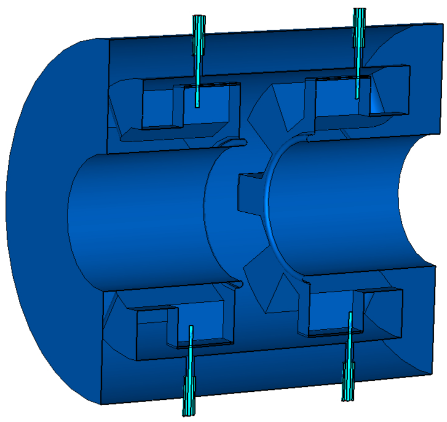


Abbildung 5.1: Das Kicker-Cavity in Schnittdarstellung.

Da beim endgültigen Kicker-Cavity eine Aluminiumlegierung (AlMgSi) mit einer Leitfähigkeit von $\sigma = 2{,}75 \cdot 10^7\,\mathrm{S/m}$ benutzt wird, kann für die untere Arbeitsfrequenz des Kicker-Cavitys von $f = 1\,\mathrm{GHz}$ eine obere Grenze für die Skintiefe von $\delta_{\mathrm{S,\,Alu}} \simeq 3{,}0\,\mu\mathrm{m}$ angenommen werden. Bei Simulation und Fertigung kann somit eine Manteldicke von 3 cm benutzt werden.

[17] ***P****erfect* ***E****lectric* ***C****onductor*, englisch für perfekter elektrischer Leiter.

Die Simulation des Reflexionsfaktors wird, wie schon in Abschnitt 4.3 beschrieben, mit dem Transient-Solver durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Resonanzfrequenz, die sich aus dem Minimum der Kurve $\rho_{\text{min}} \simeq 0$, was zu kritischer Kopllung mit $\kappa \simeq 1$ führt, ablesen lässt beträgt

$$f_{\text{res}} = 1{,}100\,\text{GHz} \quad . \tag{5.1}$$

Unter Berücksichtigung der kritischen Kopplung, ergibt sich eine Halbwertsbreite von

$$\Delta f_{\text{H}} = 261\,\text{MHz} \quad , \tag{5.2}$$

was somit zu einer belasteten Güte von $Q_{\text{L}} = 4{,}22$ führt.

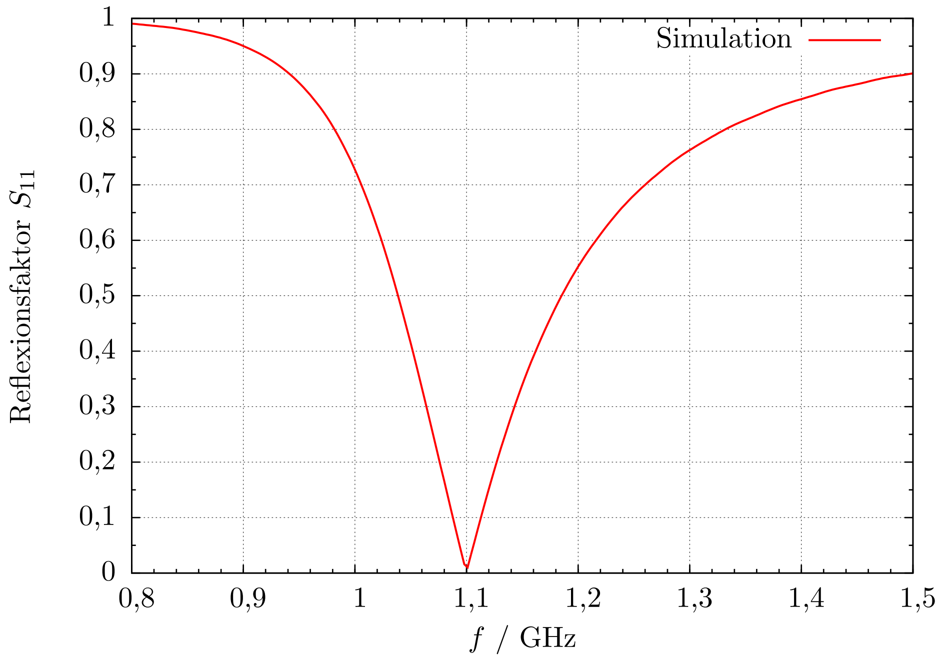


Abbildung 5.2: Simulation des Reflexionsfaktors für die Geometrie des Kicker-Cavitys. Die Resonanzfrequenz liegt bei $f_{\text{res}} = 1{,}1\,\text{GHz}$. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta f_{\text{H}} = 261\,\text{MHz}$ ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\text{L}} = 4{,}22$.

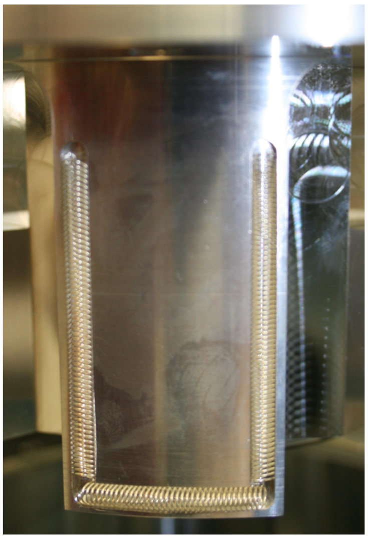
Das Ergebnis der Simulation erfüllt die Vorgaben bezüglich der Resonanzfrequenz und Halbwertsbreite. Mit der erwarteten Abweichung zwischen dem simulierten und experimentell ermittelten Werts der Resonanzfrequenz sollte dessen geforderter Wert von 1,125 GHz beim gefertigten Kicker-Cavity getroffen werden.

5.3 Zusammenbau des Kicker-Cavitys

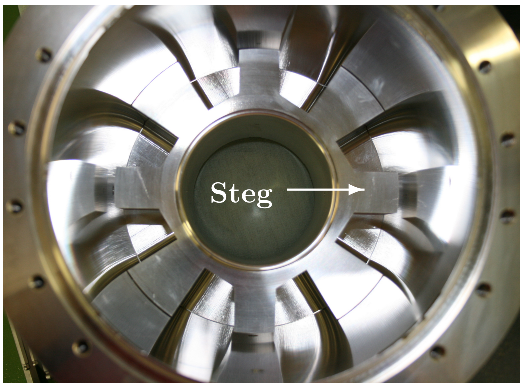
Für die mechanische Umsetzung des simulierten Modells wurden drei Teile gefertigt: ein Mantel und zwei Einsätze (Abbildung 5.3(a)). Die technischen Zeichnungen sind im Anhang zu finden. Der Mantel besitzt die Löcher für die Koaxial-Durchführungen und bestimmt den Resonatorradius, während die Einsätze die Stege sowie die Nasenkegel beinhalten und den Strahlrohrradius (Abbildung 5.3(d)) vorgeben. Die Einschübe haben einen geringeren Durchmesser als der Inendurchmesser des Mantels (Abbildung 5.3(e)). Der elektrische Kontakt zwischen beiden Teilen wird durch versilberte Kupfer-Beryllium-Kontaktfedern des Typs BG25LBA der Firma *Bal Seal Engineering* [Bal11] gewährleistet. Die Kontaktfedern erlauben den Stromfluss zwischen Mantel und Einsätzen und werden in Nuten (Abbildung 5.3(b)) eingelassen. Die vakuumtauglichen 50 Ω-Hochfrequenz-Durchführungen der Firma



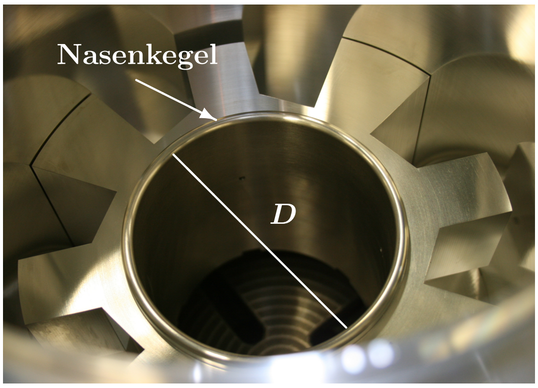
(a) Mantel und Innenteil des Kicker-Cavitys auf der Montagevorrichtung. Am Mantel sind die Löcher für die Hochfrequenz-Durchführungen zu erkennen; am Innenteil der Steg mit dem Loch für den Innenleiter der Durchführungen.



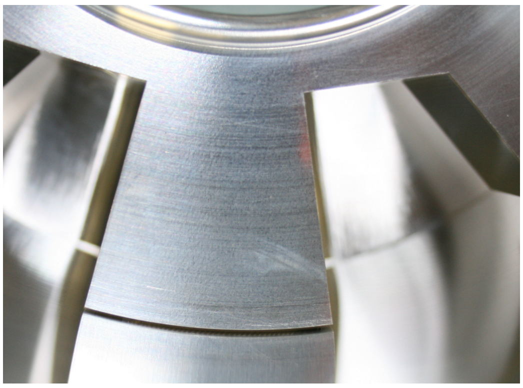
(b) Nuten mit eingesetzten Federn für den elektrischen Kontakt zwischen Mantel und Innenteil.



(c) Ansicht des eingebauten Innenteils. Zu sehen sind die Stege sowie die Kontaktstellen mit dem Mantel.



(d) Innenteil mit Nasenkegel und gekennzeichnetem Strahlrohrdurchmesser D.



(e) Detailansicht der Lücke zwischen Mantel und Innenteil. Der Kontakt wird über die beschriebenen Federn hergestellt.



(f) Modifizierte $50\,\Omega$-Hochfrequenz-Durchführung der Firma *Hositrad*. Der geschlitzte Innenleiter sorgt für einen guten elektrischen Kontakt in dem für den Leiter vorgesehenen Loch im Steg.

Abbildung 5.3: Detailbetrachtung der einzelnen Komponenten des Kicker-Cavitys. Abgebildet sind Mantel und Innenteil des Cavitys sowie eine Hochfrequenz-Durchführung.

Hositrad Vacuum Technology [Hos11] wurden eigens für das Kicker-Cavity modifiziert. Dabei wurde der Innenleiter verlängert und an seinem Ende geschlitzt (Abbildung 5.3(f)), um einen guten elektrischen Kontakt mit den Steghohlleitern über die dort vorhandenen Löcher sicherzustellen.

Die Tauglichkeit der zusammengefügten Teile für den Vakuumbetrieb wird durch spezielle Aluminiumdichtungen des Modells Helicoflex® der Firma *Garlock* sichergestellt. Dabei werden die Dichtflächen zwischen Mantel und Einsätzen sowie die der Durchführungen mit Dichtungen versehen.

Auf die Außenseiten des Innenteils sind Wasserkanäle eingelassen (siehe Abbildung 5.4), mit denen das Kicker-Cavity gekühlt werden kann. Dies wird möglicherweise bei höheren Strahlströmen erforderlich, da der Strahl dann auch größere Wandströme induzieren kann, die zu einer erhöhten Wärmeentwicklung führen können.

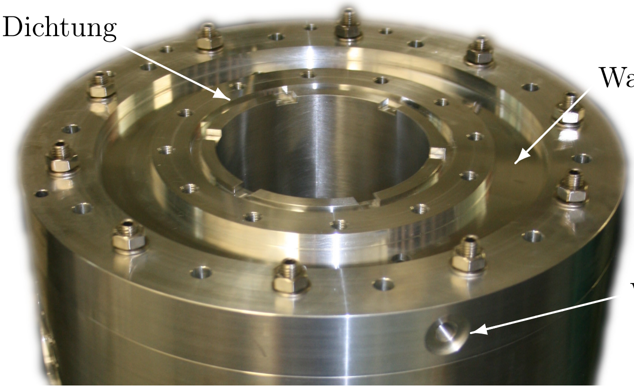


Abbildung 5.4: Wasserkühlungskanal auf der Außenseite des Innenteils des Cavitys. Der Wasserkanal wird durch eingeklebte und mit Schrauben angepresste, passende Hohlzylinder mit entsprechendem Wasserkanal abgedichtet. Das Wasser wird durch zwei Wasseranschlüsse ein- bzw. ausgeleitet. Ferner ist die Aussparung für die Dichtung zum Strahlrohr gekennzeichnet.

5.4 Verwendung von zwei Kicker-Cavitys

Mithilfe der Shuntimpedanz R_S kann bei bekannter, in das Kicker-Cavity eingespeister Hochfrequenz-Leistung P die Beschleunigungsspannung U im Cavity berechnet werden. Diese ist durch

$$U = \sqrt{2\,P\,R_S} \tag{5.3}$$

gegeben. Werden zwei Cavitys mit jeweils der Hälfte der Leistung P versorgt, ergibt sich pro Cavity eine Beschleunigungsspannung $\tilde{U}$ von

$$\tilde{U} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,U \tag{5.4}$$

und insgesamt für zwei Cavitys eine Spannung von

$$U_{\text{zwei}} = 2\,\tilde{U} = \sqrt{2}\,U \quad . \tag{5.5}$$

Dies bedeutet, dass bei Betrieb von zwei Cavitys gleicher Shuntimpedanz und jeweils der Hälfte der ursprünglich eingespeisten Hochfrequenz-Leistung eine insgesamt um den Faktor $\sqrt{2}$ größere Beschleunigungsspannung erreicht werden kann als mit einem einzelnen Cavity.

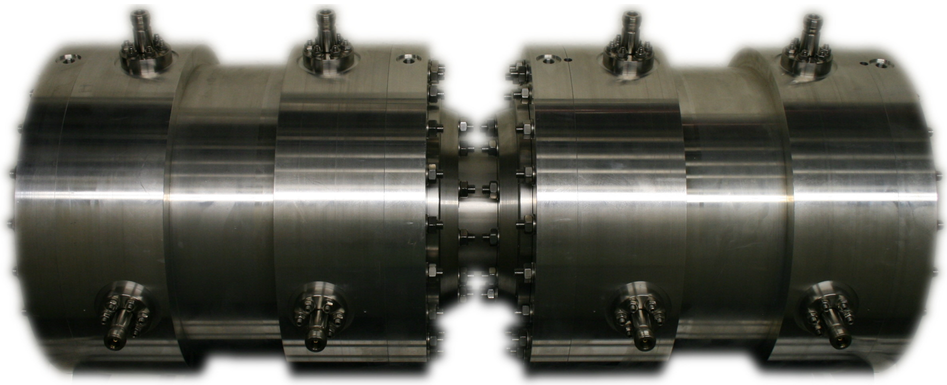


Abbildung 5.5: Die zwei zusammengesetzten Kicker-Cavitys. Das Verbindungsrohr hat insgesamt eine Länge von 80 mm.

Aus diesem Grund wurden zwei Kicker-Cavitys hergestellt. Beide Cavitys wurden mit einem möglichst kurzem Verbindungsstück zusammengefügt (siehe Abbildung 5.5). Dieses hat eine Länge von 80 mm. Damit ist es möglich, das Korrektursignal aus dem longitudinalen Feedback-System nach dem Aufteilen ohne große Verluste durch unnötig lange Kabel auf die Kicker-Cavitys zu geben, sodass derselbe Bunch während eines Durchgangs beeinflusst werden kann.

Das Verbindungsstück dient auch als Stütze für die Wasserkanaldeckel, da an den etwas breiteren Überwürfen Schrauben eingedreht werden, die gegen die Deckel drücken und so die Klebestellen entlasten. Somit ist die Wasserdichtigkeit auch bei größeren Drücken gewährleistet. An den Cavity-Außenseiten werden ebenfalls solche Überwürfe verwendet.

5.5 Messungen am Kicker-Cavity

Mit den zwei zusammengebauten Kicker-Cavitys werden Messungen durchgeführt. Dabei wird zum einen der Reflexionsfaktor zur Bestimmung der Resonanzfrequenz und der Güte gemessen sowie mit einer Störkörpermessung die Shuntimpedanz und das elektrische Feld ermittelt; zum anderen werden die Reflexionen im Messaufbau, die sich durch Einbrüche in der Reflexionskurve äußern, untersucht sowie die Streuparameter der Einzelports des Kicker-Cavitys gemessen.

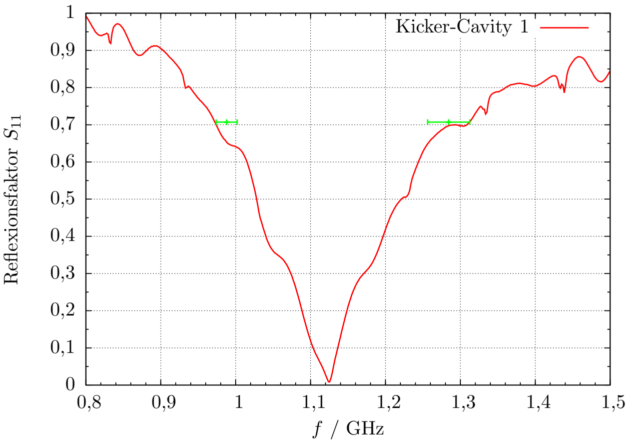
5.5.1 Reflexionsfaktor und Güte

Die Messung des Reflexionsfaktors wird, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, durchgeführt. In Abbildung 5.6(a) ist das Ergebnis der Messung für Kicker-Cavity 1 zu sehen, in Abbildung 5.6(b) das für Kicker-Cavity 2. Auf die Darstellung der Näherungskurve wird verzichtet; das Verfahren zur Bestimmung der Halbwertsbreite Δf_H ist jedoch dasselbe wie im benannten Abschnitt. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der beiden Messungen sowie der Simulation zu finden. In Abbildung 5.7 können beide Messkurven verglichen werden. Die geforderte Resonanzfrequenz wird in beiden Messungen inner-

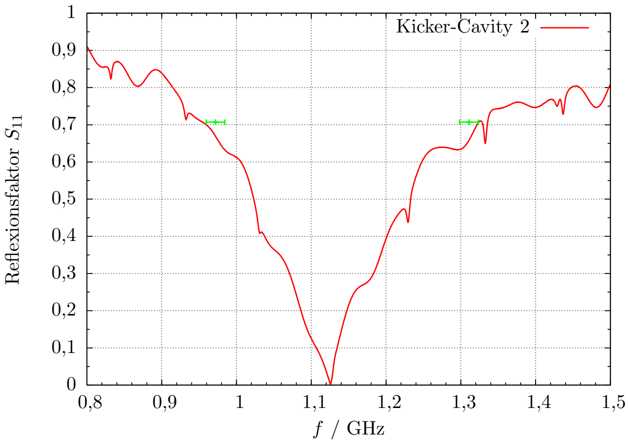
	f_res / GHz	Δf_H / MHz	Q_L	κ
Simulation	1,100	261	4,22	1,0
Anforderungen	1,125	250	4,5	1,0
Messung 1	1,125 ± 0,001	297 ± 32	3,79 ± 0,12	1,017 ± 0,003
Messung 2	1,126 ± 0,001	339 ± 18	3,32 ± 0,06	1,003 ± 0,001

Tabelle 5.2: Vergleich der Parameter der beiden Kicker-Cavitys.

halb der Fehler getroffen. Die Halbwertsbreite liegt jeweils über dem minimal geforderten Wert von 250 MHz, sodass alle longitudinalen Multibunchinstabilitäten gedämpft werden können. Die gemessene Halbwertsbreite ist größer als die simulierte, was an den in der Simulation nicht berücksichtigten Kontaktfedern zwischen Mantel und Innenteilen des Kicker-Cavitys liegen könnte. Diese lassen im Vergleich zu den Gegebenheiten in der Simulation einen geringeren Stromfluss zu, was neben der auftretenden Oberflächenrauheit zu den beobachteten Auswirkungen führen könnte. Es liegt in beiden Fällen eine annähernd kritische Kopplung vor.



(a) Messung des Reflexionsfaktors von Kicker-Cavity 1. Die Resonanzfrequenz liegt bei $f_{\text{res}} = (1{,}125 \pm 0{,}001)$ GHz. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta f_{\text{H}} = (297 \pm 32)$ MHz ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\text{L}} = 3{,}79 \pm 0{,}12$.



(b) Messung des Reflexionsfaktors von Kicker-Cavity 2. Die Resonanzfrequenz liegt bei $f_{\text{res}} = (1{,}126 \pm 0{,}001)$ GHz. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta f_{\text{H}} = (339 \pm 18)$ MHz ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\text{L}} = 3{,}32 \pm 0{,}06$.

Abbildung 5.6: Messung des Reflexionsfaktors der Kicker-Cavitys.

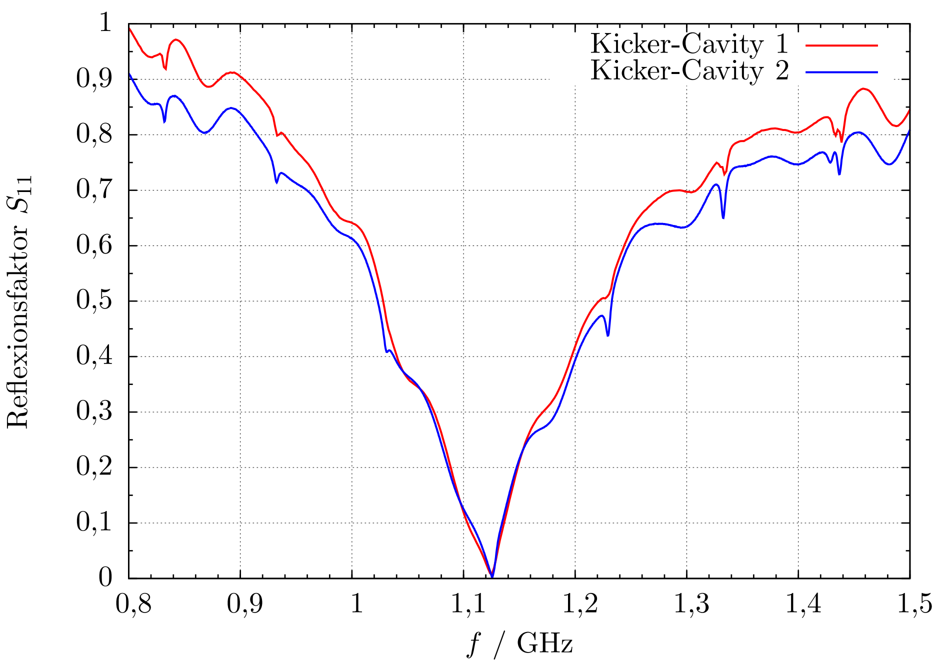


Abbildung 5.7: Vergleich der Messungen des Reflexionsfaktors der beiden Kicker-Cavitys.

Auffällig ist, dass, wie in Abbildung 5.7 zu sehen, alle Einbrüche, mit denen laut Simulation nicht

gerechnet wird, an denselben Stellen auftreten. Da für beide Messungen derselbe Aufbau benutzt wird, wird dies erwartet. Die Einbrüche werden durch den Messaufbau verursacht, wie in Abschnitt 5.5.3 im Detail erläutert wird.

In Abbildung 5.8 ist Simulation und Messung des Reflexionsfaktors bis zu einer Frequenz von 3 GHz dargestellt. Die durch den Messaufbau verursachten Einbrüche fallen besonders auf. Die Messkurve folgt in weiten Teilen der Simulationskurve, obgleich es Abweichungen zwischen beiden gibt.

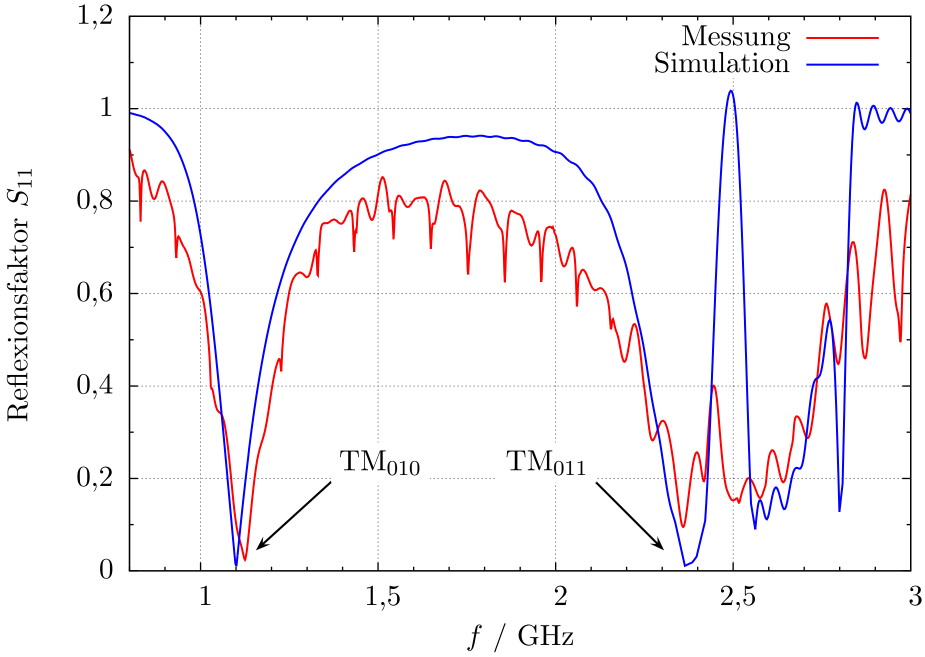
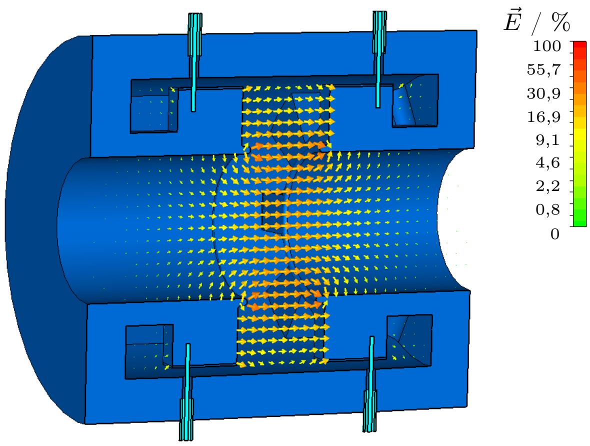
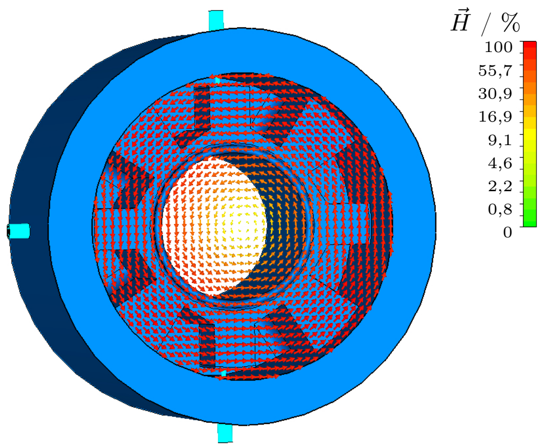


Abbildung 5.8: Vergleich des simulierten und gemessenen Reflexionsfaktors des Kicker-Cavitys bis zu einer Frequenz von 3 GHz.



(a) Simulation des elektrischen Felds der Grundmode TM_{010} in longitudinalem Schnitt.



(b) Simulation des magnetischen Felds der Grundmode TM_{010} in transversalem Schnitt.

Abbildung 5.9: Elektrisches und magnetisches Feld der Grundmode TM_{010} des Kicker-Cavitys.

Die nächste Mode höherer Ordnung liegt nach der Simulation bei einer Frequenz von 2,38 GHz. Es handelt sich dabei um eine Monopol-Mode (TM_{011}) (vergleiche dazu [Zim10, Kap. 5.2]). Aus der Messung lässt sich der Mode eine Frequenz von 2,36 GHz zuordnen, was mit der Simulation

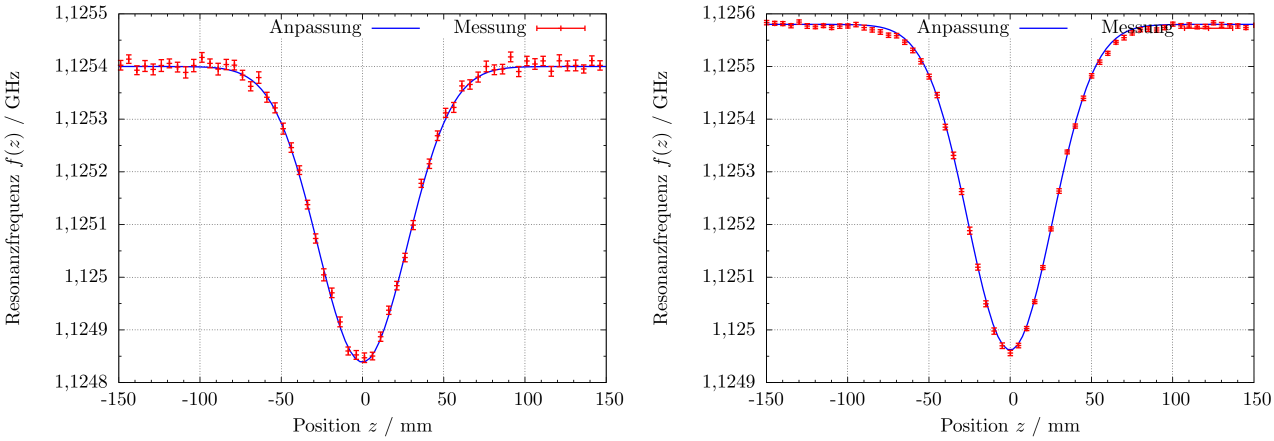
übereinstimmt. Da die Mode über der Grenzfrequenz des Strahlrohrs von 2,295 GHz liegt, kann sie sich im Strahlrohr ausbreiten und wird daher gedämpft.

In Abbildung 5.9 sind die simulierten elektrischen und magnetischen Felder der Grundmode dargestellt. Anhand des Feldverlaufs kann die Mode identifiziert werden.

5.5.2 Elektrisches Feld und Shuntimpedanz

Die Durchführung der Messung zur Bestimmung des elektrischen Felds und der Shuntimpedanz folgt der in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Methode der Störkörpermessung. An die gemessene Frequenzverschiebung wird eine Funktion (Gleichung (4.15)) angepasst, die die ungestörte Resonanzfrequenz f_0 sowie die positionsabhängige Resonanzfrequenz $f(z)$ liefert. Die Ergebnisse der an beiden Kicker-Cavitys vorgenommenen Messungen sind in den Abbildungen 5.10(a) und 5.10(b) dargestellt. Die Fehler der Messwerte sind bei der Vermessung des ersten Kicker-Cavitys größer als bei dem zweiten, da dort weniger Messdurchgänge durchlaufen wurden und der statistische Fehler somit größer ist.

Aus der Messung lässt sich das elektrische Feld ermitteln, das in Abbildung 5.11 jeweils mit dem simulierten elektrischen Feld dargestellt ist. Dabei sind die Felder jeweils auf ihren Maximalwert normiert, um einen Vergleich zu ermöglichen. Bei Kicker-Cavity 1 ist das Feld insgesamt etwas größer als das simulierte. Bei Kicker-Cavity 2 stimmen beide elektrischen Felder im Rahmen der Messgenauigkeit überein.



(a) Verschiebung der Resonanzfrequenz von Kicker-Cavity 1. Die Anpassungsfunktion liefert als ungestörte Resonanzfrequenz $f_0 = 1{,}1254$ GHz.

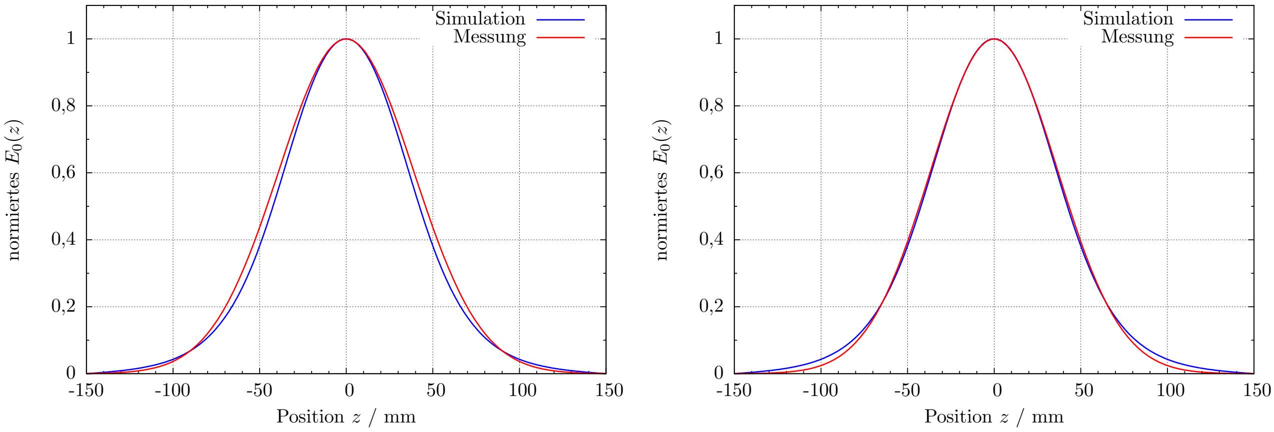
(b) Verschiebung der Resonanzfrequenz von Kicker-Cavity 2. Die Anpassungsfunktion liefert als ungestörte Resonanzfrequenz $f_0 = 1{,}12558$ GHz.

Abbildung 5.10: Verschiebung der Resonanzfrequenz bei der Störkörpermessung der beiden Cavitys.

	$R_{S,\,eff}$ / Ω	$(R/Q)_{eff}$ / Ω
Kicker-Cavity 1	338 ± 15	48 ± 2
Kicker-Cavity 2	316 ± 12	47 ± 3

Tabelle 5.3: Ergebnis der Störkörpermessung der beiden Kicker-Cavitys. Aus der Shuntimpedanz wird der $(R/Q)_{eff}$-Faktor berechnet.

Mittels Gleichung (3.40) lässt sich aus dem elektrischen Feld die effektive Spannung und daraus über Gleichung (3.41) die Shuntimpedanz berechnen. In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse der Auswertung dargestellt. Neben der Shuntimpedanz ist auch der $(R/Q)_{eff}$-Faktor, der aus Gleichung (4.20) gewonnen wird, berechnet worden. Dieser wurde auch mit dem Eigenmode-Solver simuliert, um einen



(a) Elektrisches Feld des Kicker-Cavitys 1.

(b) Elektrisches Feld des Kicker-Cavitys 2.

Abbildung 5.11: Elektrisches Feld der beiden Kicker-Cavitys, das aus der Störkörpermessung gewonnen wird. Ebenfalls ist das elektrische Feld aus der Simulation eingezeichnet. Beide Felder sind, um einen Vergleich zu ermöglichen, auf ihren Maximalwert normiert.

Vergleich mit dem Messwert zu ermöglichen. Es ergibt sich ein Wert von $(R/Q)_{\text{eff}}^{\text{Simu}} = 47\,\Omega$, der mit den aus den Messungen gewonnenen Werten übereinstimmt. Die Shuntimpedanz von Kicker-Cavity 1 ist um $22\,\Omega$ größer als die von Kicker-Cavity 2. Dies wird erwartet, da die Güte des ersten Kicker-Cavitys größer als die des zweiten ist.

5.5.3 Reflexionen im Messaufbau

In diesem Abschnitt werden die Reflexionen im Messaufbau, die bspw. in Abbildung 5.7 als Einbrüche neben dem Resonanzpeak zu sehen sind, analysiert. Dazu wird u. a. die Zeitbereichsreflektometrie (TDR[18]) benutzt; ein Verfahren, mit dem das Reflexionsverhalten von Signalen in elektrischen Bauteilen untersucht werden kann. Mit einem Pulsgenerator wird ein Gaussförmiger, schnell ansteigender Puls geringer Halbwertsbreite erzeugt, der in den zu vermessenenden Aufbau eingekoppelt wird. Wird z. B. ein Kabel mit einem Defekt vermessen, wird der Puls an diesem teilweise reflektiert. Dieses reflektierte Signal wird detektiert, woraus dann über die Laufzeit Rückschlüsse auf den Ort der Reflexion im Kabel gezogen werden können, falls die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Kabel bekannt ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit benutzte Methode ist die sogenannte Pseudo-TDR. Dies bedeutet, dass statt eines Reflektometers ein Vektor-Netzwerkanalysator benutzt wird. Die Messung wird nicht im Zeitbereich, sondern im Frequenzbereich durchgeführt, indem durch eine Variation von Schwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen ein synthetischer Puls erzeugt wird [Hof10, Kap. 8]. Aus den Messdaten im Frequenzbereich können über eine inverse Fouriertransformation die Daten im Zeitbereich gewonnen werden.

Zunächst ist in Abbildung 5.12 die schon gezeigte Messung des Reflexionsfaktors von Kicker-Cavity 2 dargestellt und die Vermessung des Vierfach-Splitters inklusive der vier Zuleitungskabel der Länge 100 cm ohne angeschlossenes Kicker-Cavity. Die Einbrüche in der Kurve des Kicker-Cavitys treten auch in der Kurve des Splitters samt Kabel auf. In beiden Fällen treten die Einbrüche periodisch auf. Der Abstand beträgt $\delta_{\text{Ki}} \approx 0{,}10\,\text{GHz}$ beim Kicker-Cavity und $\delta_{\text{Sp}} \approx 0{,}12\,\text{GHz}$ beim Splitter. Die Positionen der Einbrüche stimmen nicht überein. Die Unterschiede der Abstände der Einbrüche können dadurch zustande kommen, dass die Messung des Messaufbaus mit offenen Kabeln durchgeführt

[18] ***T**ime **D**omain **R**eflectometry*, englisch für Zeitbereichsreflektometrie.

wurde. Bei der Messung mit dem Kicker-Cavity werden die Kabel jedoch an dieses angeschlossen. Dadurch werden die Kabel, die an die Durchführungen angeschlossen sind, effektiv länger. Der Grund für die Einbrüche kann somit im Splitter inklusive Kabel gefunden werden, da dort Stehwellen auftreten können.

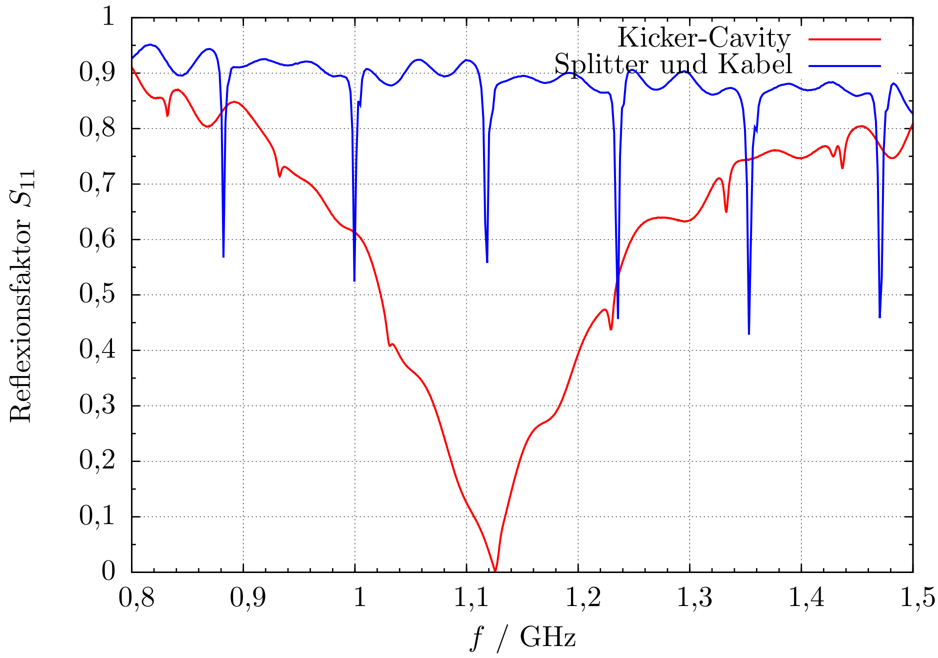


Abbildung 5.12: Vergleich der Reflexionsmessung des Splitters samt Kabeln und der des Kicker-Cavitys.

Daher soll kurz die Entstehung von Stehwellen erläutert werden. Wird ein Hochfrequenz-Signal auf eine Leitung geschickt, die ein offenes Ende hat, tritt dort Totalreflexion mit gleicher Phasenlage auf. Dies bedeutet, dass die Addition von hin- und rücklaufender Welle an der Stelle der Reflexion ein Maximum hat. Zusätzlich zur Stelle der Reflexion treten diese sogenannten Bäuche im Abstand d_{max} zur Stelle der Reflexion bei Vielfachen der halben Wellenlänge des Hochfrequenz-Signals auf, während die sogenannten Knoten, die ein Minimum bedeuten, um jeweils eine halbe Wellenlänge dazu verschoben sind und im Abstand d_{min} auftreten:

$$d_{\text{max}} = \frac{\lambda}{2} \cdot k \quad , k \in \mathbb{N} \qquad \text{und} \qquad d_{\text{min}} = \frac{\lambda}{2} \cdot \left(k + \frac{1}{2}\right) \quad , k \in \mathbb{N} \ .$$

Ist das Ende der Leitung kurzgeschlossen tritt ein Phasensprung auf und Knoten und Bäuche tauschen ihre Position.

Eine Stehwelle kann sich in beiden Fällen nur ausbilden, wenn die Länge L der Leitung ein Vielfaches der halben Wellenlänge

$$L = k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

beträgt.

Aus den beiden Gleichungen kann mithilfe des Verkürzungsfaktors $\xi = v/c$, der die Signalgeschwindigkeit v des Kabels berücksichtigt, die Bedingung für die Frequenz f gewonnen werden, bei der eine Stehwelle auf einer Leitung der Länge L entstehen kann:

$$L = k \, \frac{\xi \, c}{2 \, f} \qquad \Leftrightarrow \qquad f = k \, \frac{\xi \, c}{2 \, L} \equiv k \cdot \delta \ . \tag{5.6}$$

Nun lässt sich die Theorie am Beispiel des Vierfach-Splitters mit angeschlossenen Kabeln verschiedener Länge überprüfen. Das Messergebnis ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Wie erwartet, treten die Einbrüche, die durch Stehwellen verursacht werden, mit längeren Kabeln häufiger auf als bei kürzeren, da dann der Abstand der Frequenzen, für die die Bedingung für eine Stehwelle erfüllt ist, kleiner ist. Bei den zur Messung verwendeten Kabeln des Typs *Aircell®7* liegt ein Verkürzungsfaktor von $\xi = 0{,}83$ vor. Dies ergibt als Frequenzabstand δ (siehe Gleichung (5.6)) für verschiedene Längen:

$$\delta_{60\,\mathrm{cm}} \approx 0{,}21\,\mathrm{GHz} \quad , \quad \delta_{100\,\mathrm{cm}} \approx 0{,}12\,\mathrm{GHz} \quad \text{und} \quad \delta_{160\,\mathrm{cm}} \approx 0{,}08\,\mathrm{GHz} \quad . \tag{5.7}$$

Diese Werte können in Abbildung 5.13 innerhalb der Fehlergrenzen wiedergefunden werden und bestätigen somit weitestgehend die Theorie. Der Grund für einen Reflexionsfaktor ungleich Null können unterschiedliche Kabellängen sowie Mehrfachreflexionen im Splitter sein, die neben der Dämpfung der Signale zu keiner vollständigen Auslöschung der rücklaufenden Welle führt.

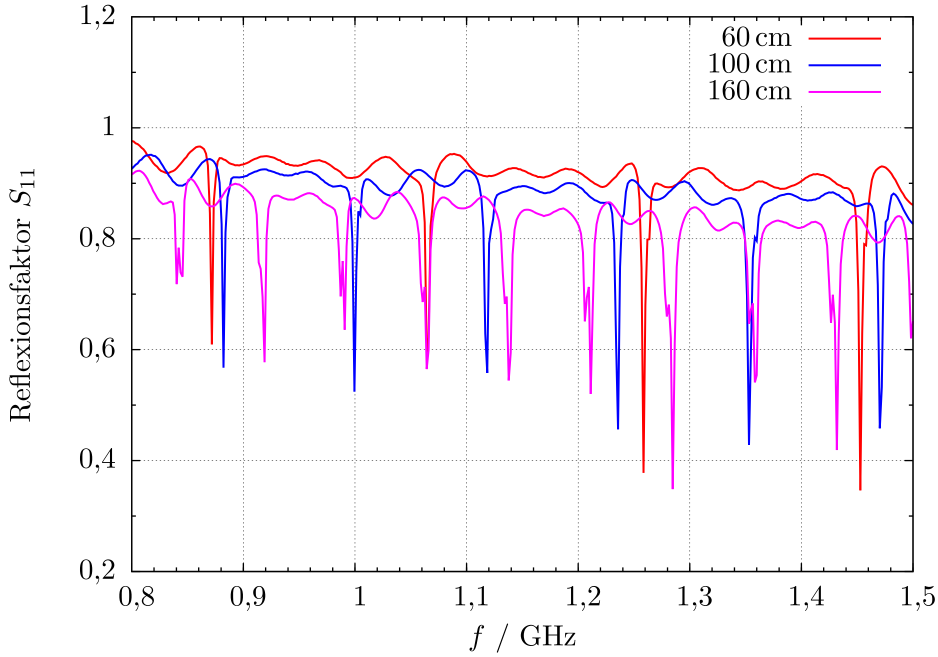


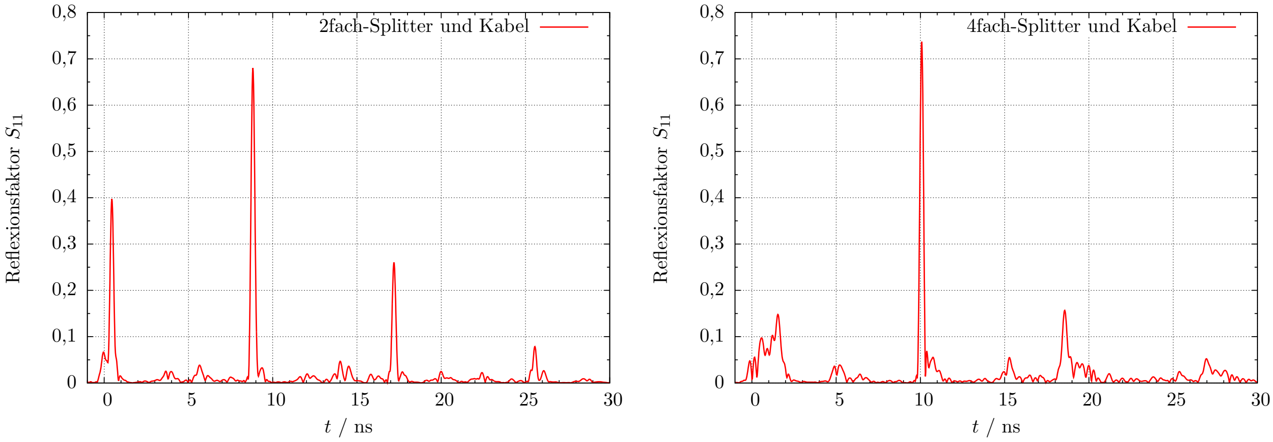
Abbildung 5.13: Reflexionsfaktor des Vierfach-Splitters mit Kabeln verschiedener Länge.

Um dies näher untersuchen zu können, wird die TDR benutzt. Zunächst wird ein Zweifach-Splitter, dessen Ausgänge mit zwei offenen Kabeln der Länge 100 cm verbunden sind, an den VNA angeschlossen und die Messung im Zeitbereich durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.14(a) gezeigt. Gemessen wird der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit der Laufzeit t der reflektierten Welle, also dem Weg vom VNA zum Punkt, an dem die Reflexion stattfindet, und zurück, weshalb die Wegstrecke s zur Reflexionsstelle über

$$s = \frac{\xi\, c\, t}{2} \tag{5.8}$$

berechnet werden kann. Dies kann jedoch nur bei Bauteilen erfolgen, die denselben Verkürzungsfaktor aufweisen. Veränderungen desselben können nicht berücksichtigt werden.

Die erste Reflexion, die bei ungefähr $t = 0{,}5\,\mathrm{ns} \mathrel{\widehat{=}} 6\,\mathrm{cm}$ auftritt, wird durch den Splitter-Kabel-Übergang verursacht. Der zweite Peak, der bei $t = 8{,}8\,\mathrm{ns} \mathrel{\widehat{=}} 109{,}7\,\mathrm{cm}$ liegt, kommt somit von beiden offenen Kabelenden. Die weiteren Peaks, die entsprechend durch die längeren Wege gedämpft sind, stammen von Mehrfachreflexionen an den offenen Kabelenden und treten demnach bei Vielfachen der Zeit des zweiten Peaks auf.



(a) TDR eines Zweifach-Splitters mit Kabeln der Länge 100 cm.

(b) TDR des Vierfach-Splitters, also des Messaufbaus zur Reflexionsmessung, mit Kabeln der Länge 100 cm.

Abbildung 5.14: TDR eines Zweifach-Splitters und des Vierfach-Splitters mit Kabeln.

Ähnlich verhält es sich auch beim Vierfach-Splitter, dessen Messung in Abbildung 5.14(b) zu finden ist. Die erste Reflexion um $t = 1\,\text{ns}$ rührt vom Splitter selbst her. Da der Verkürzungsfaktor der im Splitter verwendeten Leitungen nicht bekannt ist, kann aus der Laufzeit keine konkrete Weglänge berechnet werden. Dennoch kann aus der Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Peaks die Weglänge abgeschätzt werden. Diese beträgt $\delta t = 8{,}5\,\text{ns} \,\widehat{=}\, 105{,}8\,\text{cm}$. Dies ist die Zeit zwischen zwei Reflexionen, also die Laufzeit von einer Position im Splitter zum Kabelende. Es fällt auf, dass alle dargestellten Peaks im Randbereich zu größeren Frequenzen etwas ausgedehnt sind, was durch Mehrfachreflexionen der vier Ausgänge und die leichten Längenunterschiede aufgrund der Fertigungstoleranz der Kabel verursacht werden kann.

Insgesamt kann somit davon ausgegangen werden, dass im Messaufbau Mehrfachreflexionen auftreten, die zu Stehwellen führen, die die erwähnten Einbrüche bei der Reflexionsmessung des Kicker-Cavitys verursachen. Dabei ist die in Abbildung 5.12 zu sehende Abweichung der Abstände der Einbrüche und deren Verschiebung zueinander auf die unterschiedlichen Messbedingungen zurückzuführen.

5.5.4 Streuparameter des Kicker-Cavitys

Die Streuparameter des Kicker-Cavitys, dessen Streumatrix wegen der vier Input-[19] und vier Output-Ports eine 8×8-Matrix ist, dienen zum Test der Hochfrequenz-Eigenschaften [Wu11]. Bei den in Abschnitt 5.5.1 durchgeführten Messungen wird das Kicker-Cavity als Zweiport betrieben. Mit dieser Methode ist es nicht möglich, die einzelnen Durchführungen auf ihre Hochfrequenz-Eigenschaften zu überprüfen. Daher wird mit dem in Abbildung 5.15 gezeigten Aufbau die Streumatrix ausgemessen. Dazu wird für die Reflexionsparameter S_{ii}, $i \in \mathbb{N} \leq 8$, nur ein Port an den VNA angeschlossen, während alle anderen Ports abgeschlossen werden. Zur Messung der Transmissionsparameter S_{ij}, $i, j \in \mathbb{N} \leq 8$, $i \neq j$, wird der Ausgang des VNAs mit einem Port verbunden, ein anderer Port mit dem Eingang des VNAs. Die Kabeldämpfung wird durch vorherige Kalibrierung berücksichtigt.

Das Kicker-Cavity ist ein symmetrischer Achtport. Dies bedeutet, dass $S_{ij} = S_{ji}$ gilt. Ferner sollten die Reflexionsparameter a ($S_{11} \equiv S_{22} \equiv S_{33} \equiv S_{44} \equiv S_{55} \equiv S_{66} \equiv S_{77} \equiv S_{88}$) gleich sein. Die Transmission c gegenüberliegender Ports ($S_{13} \equiv S_{24} \equiv S_{57} \equiv S_{68} \equiv S_{17} \equiv S_{28} \equiv S_{35} \equiv S_{46}$) sollte gleich sein. Außerdem sollte das Transmissionsverhalten b zwischen Ports, die senkrecht zueinander stehen ($S_{12} \equiv S_{14} \equiv S_{23} \equiv S_{34} \equiv S_{56} \equiv S_{58} \equiv S_{67} \equiv S_{78} \equiv S_{16} \equiv S_{18} \equiv S_{25} \equiv S_{27} \equiv S_{36} \equiv S_{38} \equiv S_{45} \equiv S_{47}$),

[19] *Input-* bzw. *Output-Port*, englisch für Eingangs- bzw. Ausgangsport.

vergleichbares Verhalten zeigen. Ebenfalls wird ein übereinstimmendes Transmissionsverhalten d zwischen Input- und Output-Ports der gleichen Winkelposition im Kicker-Cavity ($S_{15} \equiv S_{26} \equiv S_{37} \equiv S_{48}$) erwartet. Die gemessenen Streuparameter sollten ein vergleichbares Frequenzverhalten zeigen, wenn für alle Ports ein gleich guter elektrischer Kontakt der Durchführungsinnenleiter mit den Stegen gewährleistet ist.

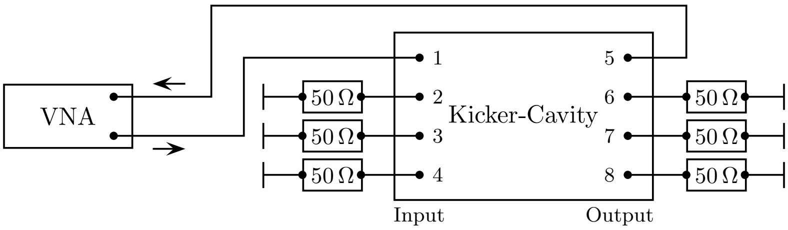
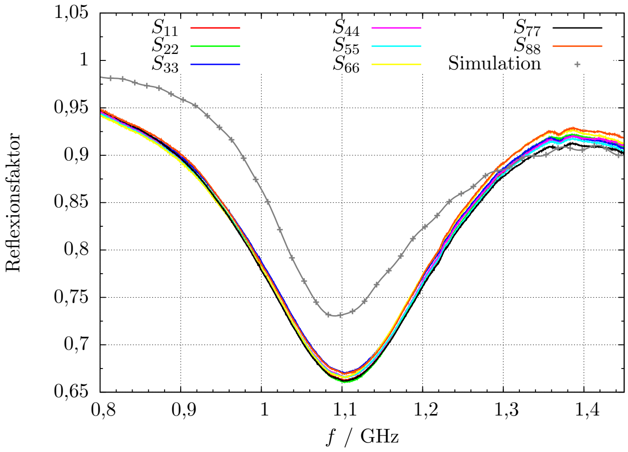
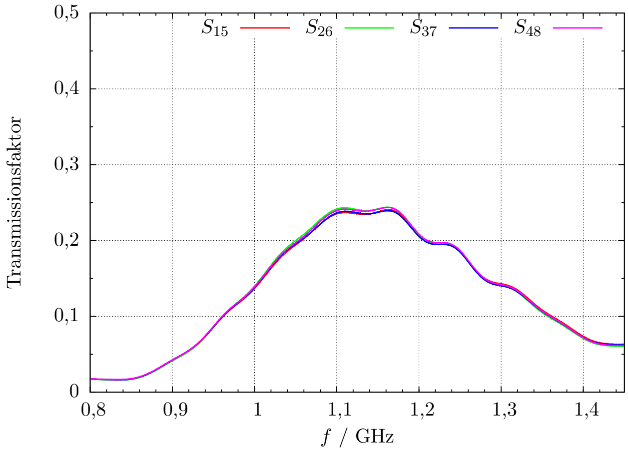


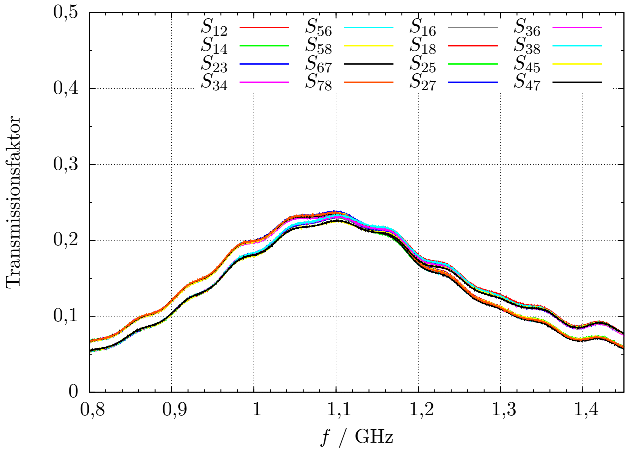
Abbildung 5.15: Aufbau zur Messung der Streumatrix. Als Beispiel ist hier die Messung des S_{51}-Parameters dargestellt. Die Pfeile deuten die aus- bzw. einlaufende Welle an.



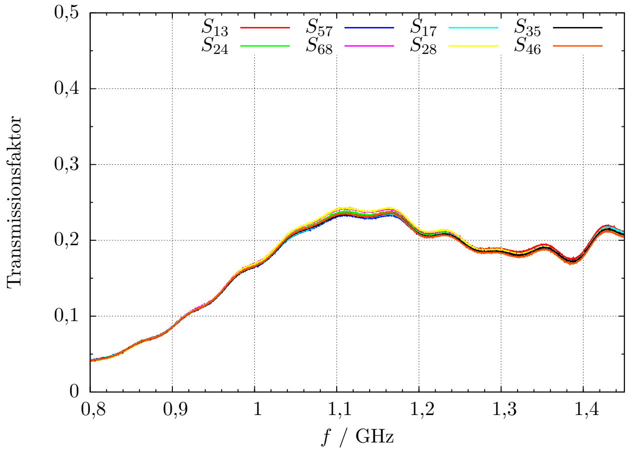
(a) Reflexionsparameter a der Streumatrix im Vergleich zur simulierten Kurve.



(b) Transmissionsparameter d der Streumatrix.



(c) Transmissionsparameter des Elements b der Streumatrix. Die rötliche Kurve sind Messkurven zwischen Input-Ports. Die dunklere Kurve sind Messkurven zwischen Input- und Output-Ports.



(d) Transmissionsparameter des Elements c der Streumatrix.

Abbildung 5.16: Streuparameter der Streumatrix.

In Abbildung 5.16(a) sind die gemessenen Reflexionsparameter a neben den simulierten gezeigt. Alle Reflexionskurven stimmen gut überein, wenngleich bei höheren Frequenzen kleinere Abweichungen auftreten. Damit ist gezeigt, dass alle Ports ein gleich gutes Hochfrequenzverhalten zeigen und die Herstellung und der Zusammenbau hinsichtlich des guten elektrischen Kontakts gut durchgeführt wurde. Die Messung weicht im Mimimum der Kurve um ungefähr 0,15 von der simulierten Kurve ab, der generelle Verlauf weist aber ein ähnliches Frequenzverhalten auf. Die Abweichung ist in einer größeren Dämpfung im Kicker-Cavity begründet, die in der Simulation nicht berücksichtigt ist.

Die Messkurven des Elements d der Streumatrix sind in Abbildung 5.16(b) zu finden.

In Abbildung 5.16(c) sind die Messkurven des Elements b der Streumatrix dargestellt. Abweichend zur Theorie unterscheiden sich die beiden Kurven geringfügig. Dies könnte durch eine kleine Frequenzverschiebung der Kurven zueinander verursacht sein, die durch die unterschiedliche Einkopplung herrühren könnten. Die Frequenzverschiebung kann auch am Beispiel von Abbildung 5.16(b) sowie Abbildung 5.16(d) nachvollzogen werden.

Die Messkurven stimmen gut überein, was als Qualitätskriterium für das Kicker-Cavity bezüglich Symmetrie sowie Ein- und Auskopplungen betrachtet werden kann.

Ferner lässt sich mit der Streumatrix der Grad der Energieerhaltung im Cavity bestimmen. Dazu wird die Summe aus reflektierter $|S_{11}|^2$ und transmittierter $\sum_{i=2}^{8} |S_{i1}|^2$ Leistung gebildet. Die Kurve, die sich aus $\sum_{i=1}^{8} |S_{i1}|^2 = |S_{11}|^2 + \sum_{i=2}^{8} |S_{i1}|^2$ [Wu11] ergibt, ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Der Wert der Summenkurve von eins wird nicht erreicht. Dies bedeutet, dass im Kicker-Cavity Verluste auftreten. Dies wird wegen der kleinen Güte auch erwartet, kann aber auch durch die Einkopplung durch nur einen Port mitverursacht sein.

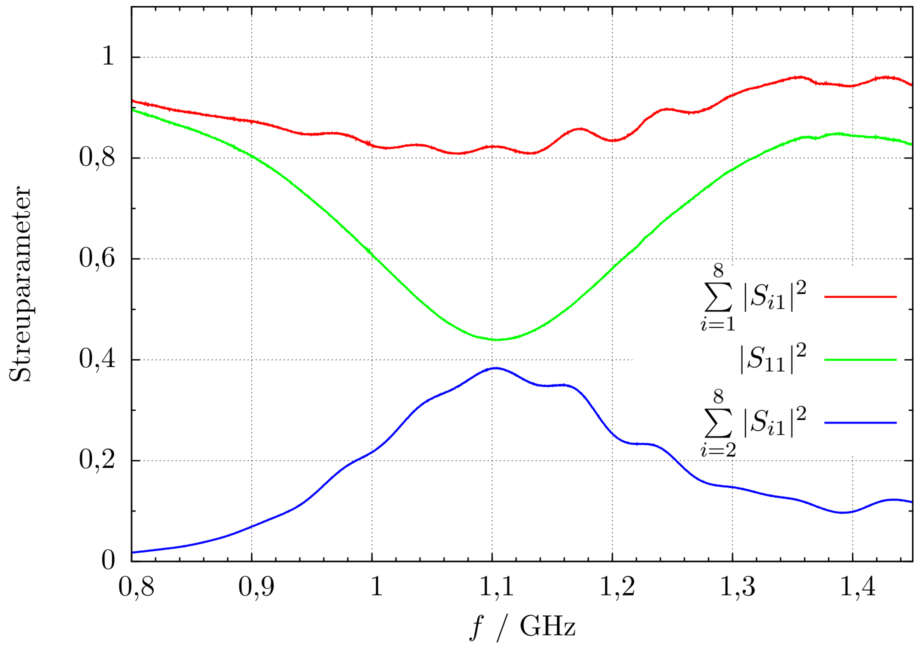


Abbildung 5.17: Summe der Reflexions- und Transmissionsparameter zur Überprüfung der Energieerhaltung im Kicker-Cavity.

6 Einbau und Inbetriebnahme

Die beiden gefertigten Kicker-Cavitys sind nach dem Einbau im ELSA-Stretcherring ein Bestandteil des longitudinalen Multibunch-Feedback-Systems an ELSA. Um das Feedback-System sowie die erforderlichen Komponenten wie z. B. den Verstärker auch steuern und überwachen zu können, erfolgt eine Anbindung an das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage.

In diesem Abschnitt wird das longitudinale Multibunch-Feedback-System beschrieben sowie Einbau, Ansteuerung und Inbetriebnahme der Kicker-Cavitys behandelt.

6.1 Das longitudinale Multibunch-Feedback-System

Das an ELSA installierte longitudinale Multibunch-Feedback-System (LFB) [Rot12] ist aus mehreren Komponenten aufgebaut, mit denen Multibunchinstabilitäten detektiert, analysiert und gedämpft werden können.

Das Grundprinzip des LFBs ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Detektion der Multibunchinstabilitäten erfolgt mit einem BPM[20]. Durch Addition der vier Elektroden mit breitbandigen Combinern wird ein Spannungssignal erhalten, was aus Pulsen im Abstand von 2 ns, entsprechend der ELSA-Hochfrequenz von 500 MHz, besteht. Die Phasenlage jedes einzelnen Bunches relativ zur Sollphase der ELSA-Hochfrequenz ergibt sich mittels einer Phasendemodulation, indem das BPM-Signal zur besseren Phasenauflösung mit der dreifachen, um $\pi/2$ verschobenen Hochfrequenz gemischt wird [Lon09]. Nach einer Tiefpassfilterung ist das Ausgangssignal proportional zum Strom und zur Phase des Bunches. Nach der Digitalisierung mit einem 500 MHz-ADC[21] wird es im digitalen Signalprozessor (DSP) verarbeitet und mit einem digitalen Frequenzfilter auf Frequenzen nahe der Synchrotronfrequenz gefiltert. Daraus wird für jeden Bunch ein Korrektursignal berechnet, das zunächst mit einem 500 MHz-DAC[22] analogisiert wird und auf eine Trägerfrequenz von 1 GHz im sogenannten Backend moduliert wird, um dem Arbeitsbereich des Kicker-Cavitys (1 GHz – 1,25 GHz) Rechnung zu tragen, und schließlich über einen Hochfrequenzverstärker auf das Kicker-Cavity gegeben.

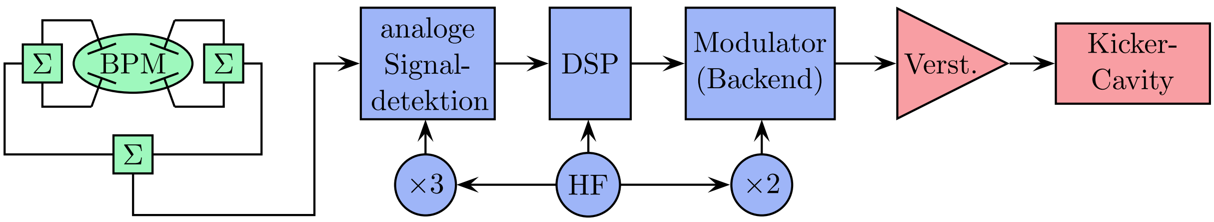


Abbildung 6.1: Grundprinzip des longitudinalen Feedback-Systems.

Die digitale Signalverarbeitung erfolgt mittels kommerziell erhältlicher Prozessoren der Firma *Dimtel Inc.* [dim11], deren DSP, nachfolgend iGp-Modul[23] genannt, auf FPGA-Basis[24] realisiert (siehe Abbildung 6.2) ist. Das Frontend zur Signaldemodulation sowie das Backend sind in einer gemeinsamen Einheit (siehe Abbildung 6.2) kombiniert.

[20] ***B**eam **P**osition **M**onitor*, englisch für Strahllagemonitor.
[21] ***A**nalog to **D**igital **C**onverter*, englisch für Analog-Digital-Wandler.
[22] ***D**igital to **A**nalog **C**onverter*, englisch für Digital-Analog-Wandler.
[23] *integrated **G**igasample **p**rocessor*
[24] ***F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray*, englisch für Feld programmierbare Logik-Gatter-Anordnung.

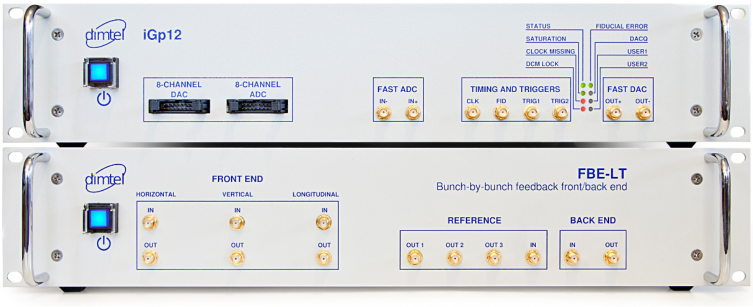


Abbildung 6.2: Oben: Digitaler Signalprozessor zur Berechnung des Korrektursignals (iGp-Modul). Unten: Kombinierte Einheit (FBE-LT) zur Demodulation der BPM-Signale (Frontend) und der Modulator (Backend). [dim11]

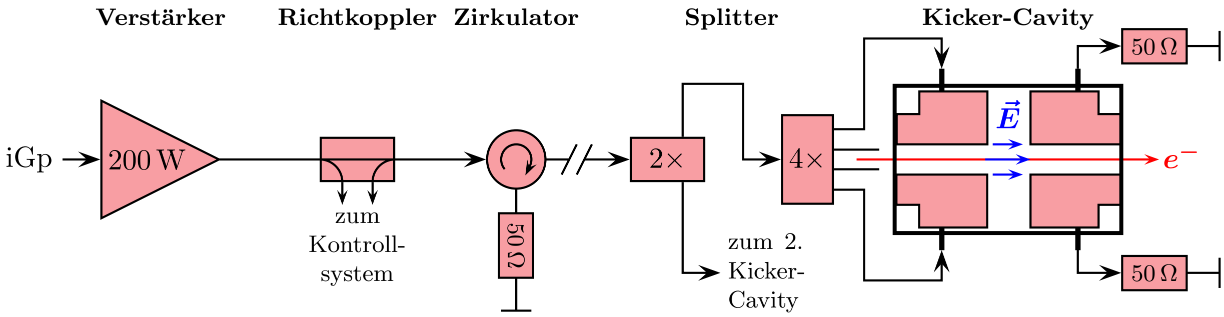


Abbildung 6.3: Schema der Ansteuerung der beiden Kicker-Cavitys. Das Korrektursignal wird auf den Verstärker gegeben und steuert über einen Zirkulator und zwei Splitter die Kicker-Cavitys an. Dort wird dann ein elektrisches Feld $\vec{E}$ erzeugt, das auf einzelne Elektronenbunche wirkt.

6.2 Ansteuerung

Die Ansteuerung der Kicker-Cavitys erfolgt im Wesentlichen mit einem Zweifach-Splitter (Modell D8543-12 der Firma *Werlatone*, 0,8 GHz – 4,2 GHz, $P_{\text{max}} = 250\,\text{W}$), der die Hochfrequenz-Leistung des Korrektursignals auf die beiden Kicker-Cavitys aufteilt und zwei Vierfach-Splittern (Modell D4-55FN der Firma *Microlab*, 0,7 GHz – 2,7 GHz, $P_{\text{max}} = 500\,\text{W}$), die die Leistung auf die vier Inputports der Kicker-Cavitys verteilen. Ein Schema der Ansteuerung ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Das Korrektursignal aus der iGp bzw. dem Backend wird auf den Verstärker gegeben. In diesem ist ein Richtkoppler eingebaut, der das Auslesen der Ausgangsleistung und der reflektierten Leistung über das Kontrollsystem an ELSA ermöglicht. Dem Verstärker nachgeschaltet ist ein Zirkulator (Modell H3108 der Firma *Bocen*, 0,95 GHz – 1,45 GHz, $P_{\text{max}} = 400\,\text{W}$), der den Verstärker vor reflektierter Leistung schützt. Bei der Resonanzfrequenz 1,125 GHz ist das Kicker-Cavity durch den Koppelfaktor von $\kappa \approx 1$ ideal abgeschlossen, während bei anderen Frequenzen teilweise Leistung reflektiert wird. Auch der Elektronenstrahl kann Leistung im Resonator induzieren. Diese zurückkommende Leistung wird durch den Zirkulator in einen 50 Ω-Leistungsabschluss geleitet.

Nach dem Zirkulator wird das Korrektursignal zum Zweifach-Splitter geleitet. Dafür wird ein etwa 20 m langes *Aircom®plus*-Kabel verwendet, das sich durch eine für Hochfrequenzsignale geringe Dämpfung auszeichnet. Die Ausgangsports des Kicker-Cavitys sind mit 50 Ω-Abschlüssen der Firma *BIRD* [Bir11], Modell 100-CT-SA, die jeweils auf eine maximale Leistung von 100 W ausgelegt sind, verbunden. Die vier Abschlüsse sind auf einer wassergekühlten Aluminiumplatte montiert, um eine ausreichende Wärmeabfuhr zu gewährleisten.

6.2.1 Verstärker

Der verwendete Verstärker der Firma *Milmega* Typ AS0102-200 arbeitet in einem Frequenzbereich von 0,8 GHz – 2,2 GHz und besitzt demnach eine ausreichend große Bandbreite.

Verstärkung und Phasengang in Abhängigkeit der Frequenz, die mit dem in Abbildung 6.4 gezeigten Aufbau gemessen wurden, sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Messung wird mit einem VNA durchgeführt. Nach Kalibrierung des VNAs wird die Verstärkung bei der für den Messaufbau maximal möglichen Eingangsleistung von −5 dBm vermessen. Ein Dämpfungsglied (−40 dB, $P_{\mathrm{max}} = 300\,\mathrm{W}$) dient zum Schutz des VNAs, der für eine maximale Leistung von 27 dBm ausgelegt ist. Die ermittelte Verstärkung im für den Betrieb des Feedback-Systems relevanten Frequenzbereich von 1 GHz bis 1,25 GHz schwankt nur geringfügig und liegt bei (58,0 ± 0,2) dB. Damit liefert der Verstärker eine Ausgangsleistung von (200 ± 10) W. Die Phase variiert um ±2°, was den Angaben des Herstellers entspricht und hinsichtlich der in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Phasenschwankung des Vierfach-Splitters vernachlässigbar ist.

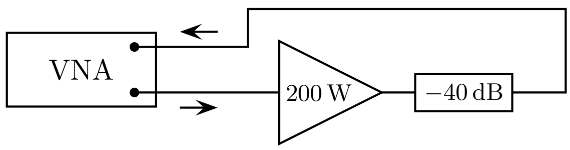
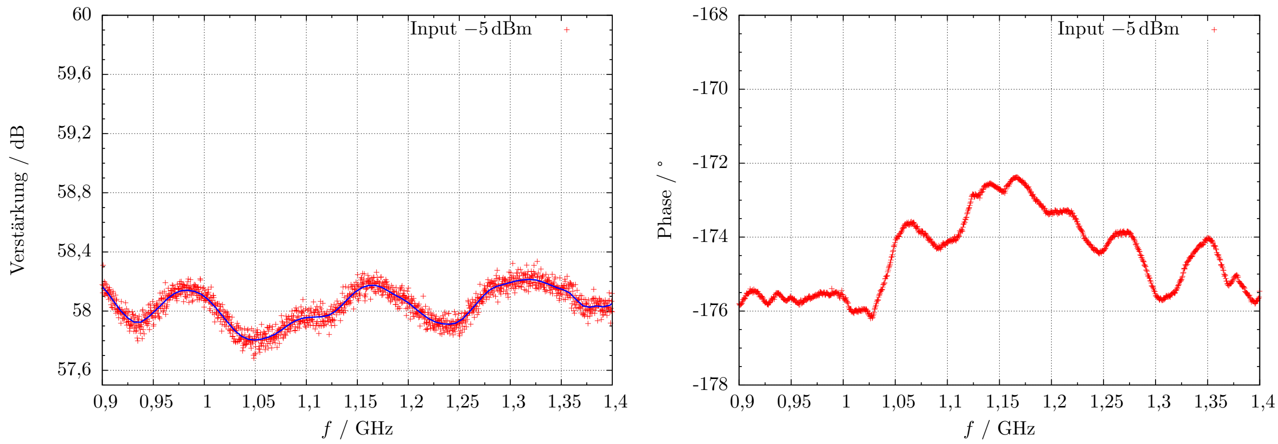


Abbildung 6.4: Messaufbau zur Messung der Verstärkung des Hochfrequenzverstärkers. Dabei wird ein Eingangssignal bestimmter Leistung vom VNA auf den Verstärker gegeben. Das transmittierte und verstärkte Signal wird abgeschwächt und vom VNA gemessen.



(a) Verstärkung. **(b)** Phasenverhalten.

Abbildung 6.5: Verstärkung und Phasenverhalten des Hochfrequenzverstärkers in Abhängigkeit der Frequenz des Eingangssignals. Im relevanten Frequenzbereich von 1 GHz bis 1,25 GHz liegt eine Verstärkung von (58,0 ± 0,2) dB vor. Die Phase schwankt in diesem Bereich um ±2°.

6.3 Einbau in den Stretcherring

Der Einbau der Kicker-Cavitys im ELSA-Stretcherring erfolgt an einer Stelle, an der eine geringe Strahlbreite vorliegt. Ferner handelt es sich um eine gerade Strecke im Beschleuniger, wo die Dispersion wegen des Missing-Magnet-Prinzips (siehe [Pre07, Kap. 3]) vernachlässigbar ist. In Abbildung 6.6 ist die Stelle des Einbaus skizziert. Die beiden Kicker-Cavitys sind zwischen einem PETRA-Resonator

und Quadrupol QF18[25] eingebaut. Durch die Nähe zum Hochfrequenzraum, in dem der Signalprozessor sowie der Verstärker installiert sind, können die Verluste auf dem Kabel vom Verstärker zu den Kicker-Cavitys möglichst gering gehalten werden.

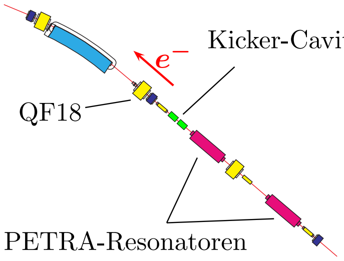


Abbildung 6.6: Position des Einbaus der Kicker-Cavitys im ELSA-Stretcherring. Die beiden Kicker-Cavitys werden zwischen den PETRA-Resonatoren und dem Quadrupol QF18 eingebaut. Die Richtung des Elektronenstrahls ist ebenfalls eingezeichnet.

Um die Kicker-Cavitys zu montieren, wird ein Gestell aus *MiniTec* gebaut, das nach voriger Höhenausrichtung mittels eines Theodolits gewährleistet, dass Mittelachse des Kicker-Cavitys und Strahlachse zusammenfallen. Ein Bild des Gestells mit den montierten Kicker-Cavitys ist in Abbildung 6.7 zu sehen, die technische Zeichnung in Abbildung A.8.

PETRA-Resonator

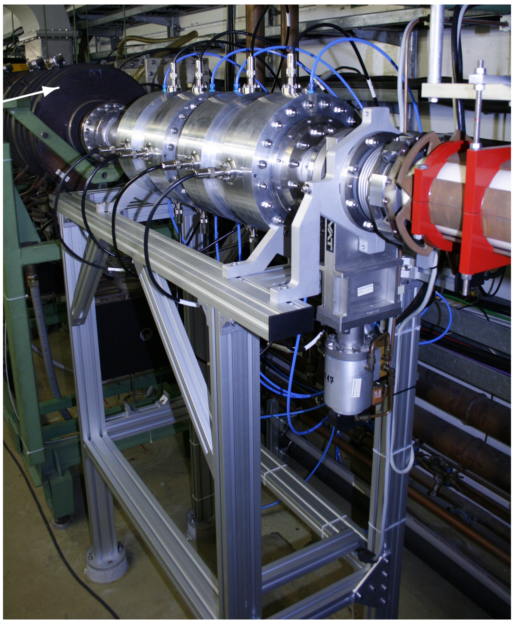


Abbildung 6.7: Foto des Gestells mit Kicker-Cavitys im ELSA-Tunnel. Die Blickrichtung verläuft entgegengesetzt zur Strahlrichtung. Links neben den Kicker-Cavitys ist einer der PETRA-Resonatoren zu erkennen, rechts das Vakuumventil V17 und der Luftquadrupol LQ17. An die Durchführungen der Kicker-Cavitys sind die Kabel von den Vierfach-Splittern (Inputports auf der jeweils dem PETRA-Resonator zugewandten Seite der Kicker-Cavitys) bzw. zu den Abschlusswiderständen angeschlossen. Die Splitter sind auf der hinteren Seite des Gestells befestigt. Die blauen Schläuche dienen der Wasserversorgung zur Kühlung der Kicker-Cavitys sowie der Widerstandsplatte und sind über einen Verteiler an die Wasserversorgung der PETRA-Resonatoren angeschlossen.

[25] Quadrupole werden zur Fokussierung des Elektronenstrahls eingesetzt. QF bedeutet, dass in der horizontalen Ebene fokussiert wird, während in der vertikalen defokussiert wird.

6.4 Ansteuerung von zwei Kicker-Cavitys

Da beide installierten Kicker-Cavitys nur ein gemeinsames Korrektursignal vom Feedback-System bekommen, ist es erforderlich, das Signal aufzuteilen. Um denselben Bunch bei einem Durchgang durch die beiden Kicker-Cavitys beeinflussen zu können, muss das Signal für das zweite Kicker-Cavity, das der Bunch als zweites erreicht, entsprechend verzögert werden. Dies geschieht, wie in Abbildung 6.8 dargestellt, indem das Zuleitungskabel zu Kicker-Cavity 2 nach dem Zweifach-Splitter

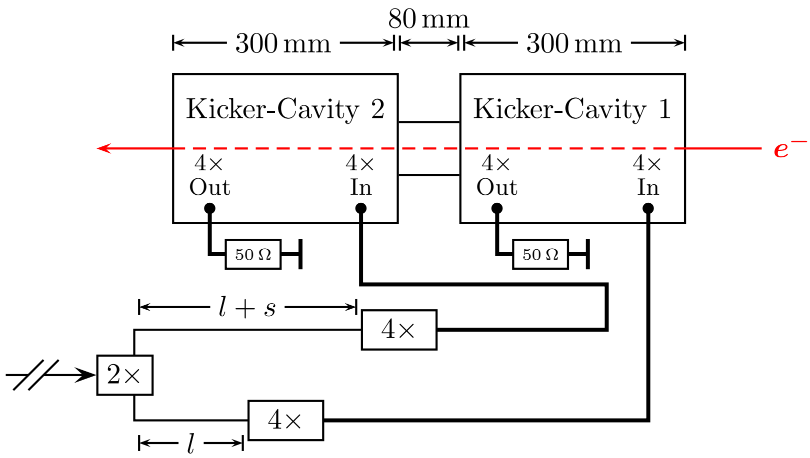


Abbildung 6.8: Skizze zur Verzögerung des Korrektursignals für Kicker-Cavity 2. Das Kabel vom Zweifach- zum Vierfach-Splitter wird dabei um die Strecke s länger gewählt. Die Kabel von den zwei Vierfach-Splittern zu den Kicker-Cavitys sind jeweils gleich lang.

um die Strecke s länger ist als das zu Kicker-Cavity 1. Der Bunch legt nach Erreichen des ersten Kicker-Cavitys insgesamt eine Strecke von $S = 380\,\mathrm{mm}$ zurück, bis er das zweite erreicht hat. Da der Bunch nahezu Lichtgeschwindigkeit c besitzt, benötigt er für diese Strecke S die Zeit t

$$t = \frac{S}{c} \simeq 1{,}26\,\mathrm{ns} \quad . \tag{6.1}$$

Um genau diese Zeit muss auch das Signal für Kicker-Cavity 2 im Vergleich zu dem für Kicker-Cavity 1 verzögert werden. Dabei muss die Geschwindigkeit $v = \xi\, c$ des Signals auf dem Kabel (*Aircell*® *7*) mit dem Verkürzungsfaktor $\xi = 0{,}83$ beachtet werden. Dies bedeutet, dass die Zusatzlänge s zu

$$s = v\,t = \xi\, c\, t = \xi\, S = 315{,}4\,\mathrm{mm} \tag{6.2}$$

gewählt wird.

Um zu überprüfen, inwieweit die verwendeten, konfektionierten Kabel die geforderte Verzögerung gewährleisten, wird eine Messung mit einem breitbandigem Oszilloskop (Firma *Tektronix*, Modell TDS6124C, 12 GHz) durchgeführt. Dabei wird der in Abbildung 6.9 gezeigte Aufbau verwendet. Die Kicker-Cavitys werden mit einem vom LFB erzeugten Korrektursignal für einen einzelnen Bunch angesteuert. Kanal 1 des Oszilloskops misst das aus dem Outputport von Kicker-Cavity 1 kommende Signal, Kanal 2 das von Kicker-Cavity 2. Um das Oszilloskop gegen die hohe Leistung der Signale zu schützen, werden Dämpfungsglieder vorgeschaltet. Die verwendeten Kabel haben dieselbe Länge, um nur die durch die Zusatzlänge s hervorgerufene Verzögerung der beiden Signale zueinander vermessen zu können. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

Grundsätzlich fällt auf, dass eine Verzögerung der beiden Kanäle zueinander vorhanden ist. Ferner hat das Signal von Kanal 2 eine minimal kleinere Amplitude als das von Kanal 1. Dies erklärt sich

durch die Zusatzlänge s, auf der zusätzliche Dämpfung stattfindet. Die Verzögerung lässt sich bestimmen, indem der Abstand der Nulldurchgänge vermessen wird, die jeweils einem Peak mit größter Amplitude folgen, wonach sich ein Wert von

$$\Delta t = (1{,}26 \pm 0{,}01)\,\mathrm{ns}$$

ergibt. Ebenso besitzen die Peaks mit der größten Amplitude etwa diesen zeitlichen Abstand. Dieser Wert deckt sich mit dem geforderten Wert, sodass derselbe Bunch während eines Durchgangs durch die beiden Kicker-Cavitys vom LFB beeinflusst wird.

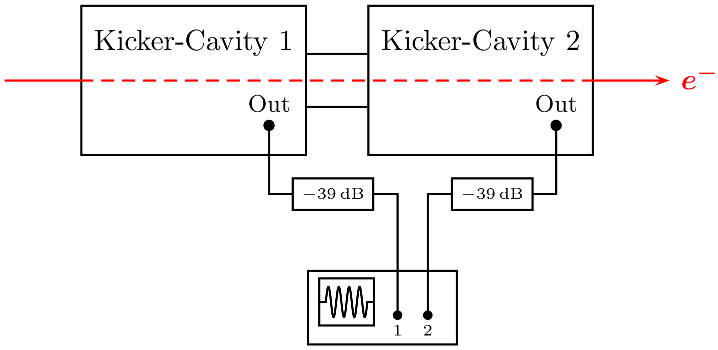


Abbildung 6.9: Skizze zur Messung der Verzögerung des Korrektursignals für Kicker-Cavity 2.

6.5 Anbindung an das ELSA-Kontrollsystem

Das Feedback-System verwendet als graphische Benutzeroberfläche das Softwarepaket EPICS[26]. Über die Software lässt sich das LFB einstellen (siehe Abschnitt 6.6).[27]

Das an ELSA verwendete Kontrollsystem wird zum Betrieb der ganzen Beschleunigeranlage verwendet. Um Parameter des Feedback-Systems darin integrieren zu können, wurde eine Schnittstelle in der Programmiersprache `C` zwischen Kontrollsystem und EPICS entworfen [Pro11]. Damit ist es möglich, die Parameter aus EPICS auszulesen und in einem Kontrollsystemmenü darzustellen. In Abbildung 6.11 ist die realisierte graphische Oberfläche des Feedback-Menüs aus dem ELSA-Kontrollsystem für alle drei Ebenen dargestellt. Hier werden die wichtigsten Zustandsparameter des Systems wie z. B. der Status der einzelnen Ebenen dargestellt.

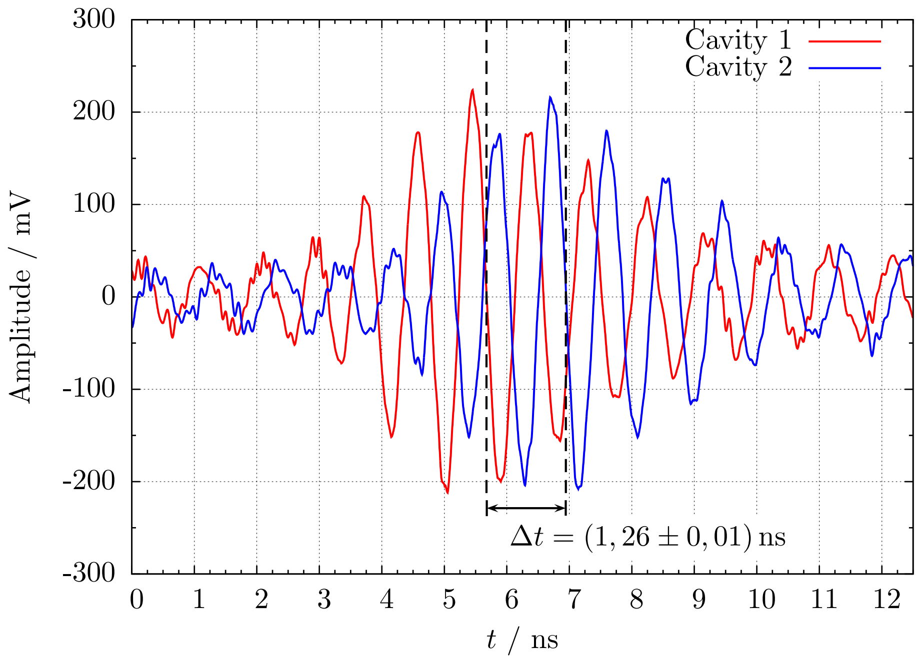
Zusätzlich gibt es für jede Ebene ein eigenes Menü, was für den longitudinalen Fall in Abbildung 6.12 zu sehen ist. Hier kann das Feedback eingeschaltet werden; für diagnostische Möglichkeiten und Einstellungen kann direkt auf die detailliertere EPICS-Oberfläche des LFB zugegriffen werden. Im Wesentlichen kann im Menü der Verstärker ferngesteuert, d. h. der Status überprüft und der Verstärker geschaltet werden. Außerdem wird die Vorlaufleistung am Kicker-Cavity sowie die reflektierte Leistung am Verstärker angezeigt. Ferner wird die Temperatur an den Durchführungen der Kicker-Cavitys und den Abschlusswiderständen angezeigt. Damit kann überprüft werden, ob eine ausreichende Kühlung gewährleistet ist.

6.5.1 Überwachung und Steuerung des Verstärkers

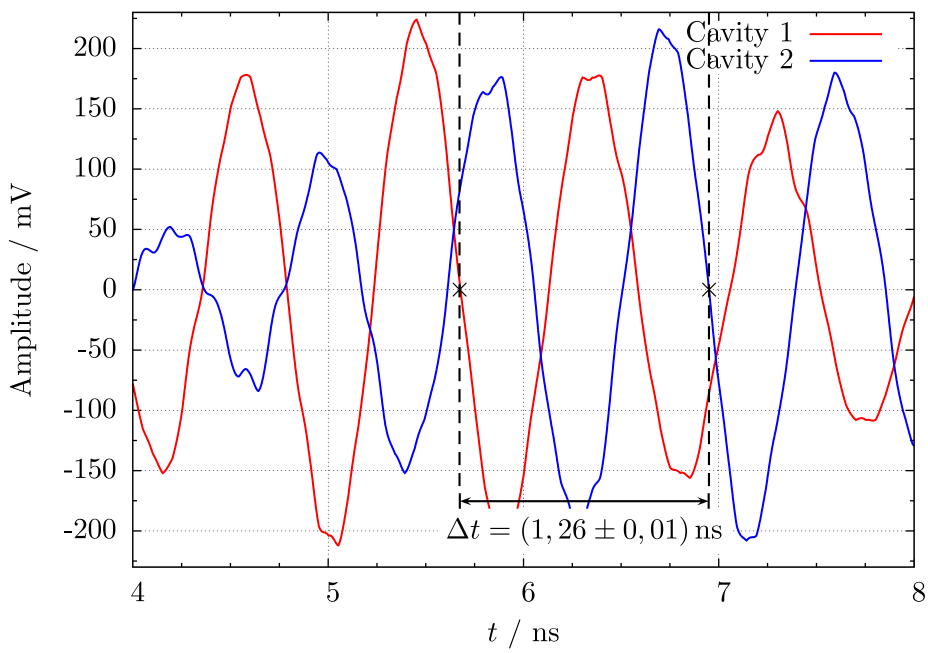
Der Verstärker stellt in Form von Spannungssignalen den Status des Verstärkers `No Fault`, den Status `Line On` (Netzspannung) sowie `RF On` (Hochfrequenz-Leistung) zur Verfügung. Diese haben eine

[26] ***E****xperimental* ***P****hysics and* ***I****ndustrial* ***C****ontrol* ***S****ystem*, englisch für Kontrollsystem für Experimentalphysik und Industrie.

[27] Für eine genauere Beschreibung sei auf das Benutzerhandbuch [Tey10] verwiesen.



(a) Vollständige Ansicht der Messung.



(b) Detailansicht der Messung.

Abbildung 6.10: Messung der Verzögerung des Korrektursignals für Kicker-Cavity 2.

maximale Spannung von 5 V [Mil10] und werden an einem Sub-D-15-Stecker ausgegeben. Ferner liegen an entsprechenden Pins des Sub-D-Steckers Spannungssignale an, die proportional zu der an den Richtkopplern des Verstärkers gemessenen Vorlauf- und Rücklaufleistung sind. Hier liegt bei maximaler Leistung eine Spannung von 4,75 V an. Zusätzlich zur Auslese kann der Verstärker auch Spannungssignale zur Fernsteuerung erhalten. Dazu kann eine interne 5 V-Spannungsquelle benutzt werden. Schließt man einen entsprechenden Pin mit dieser Spannung kurz, schaltet man die entsprechende Funktion (`Line On` bzw. `RF On`). Das iGp-Modul hat integrierte, nicht für das eigentliche

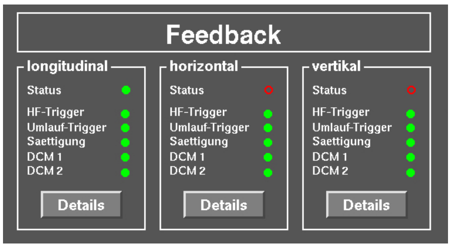


Abbildung 6.11: Graphische Oberfläche des Feedback-Systems zur Überwachung aller drei Ebenen.

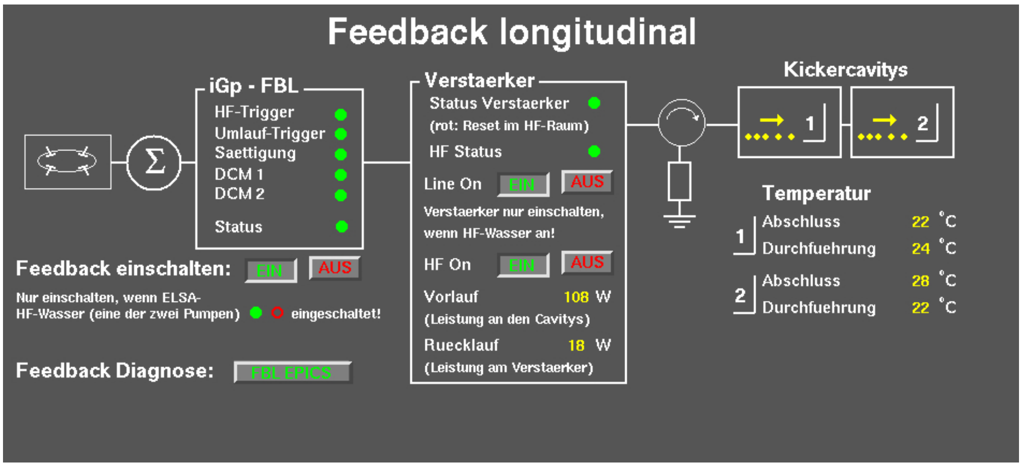


Abbildung 6.12: Graphische Oberfläche des longitudinalen Feedback-Systems.

Feedback-System verwendete langsame ADCs und DACs, mithilfe derer Spannungen gemessen (maximal 2,047 V [Tey10]) bzw. ausgegeben (maximal 3 V) werden können. Diese Spannungen können dann mittels der EPICS-Schnittstelle zum ELSA-Kontrollsystem angezeigt bzw. gesteuert werden. Die Fernsteuerung des Verstärkers erfolgt durch die vom langsamen DAC ausgegebene Spannung und einer Transistorschaltung. Das Schema dieser aufgebauten Schaltung ist in Abbildung A.2 gezeigt.

Zusätzlich sind Schaltungen zur Temperaturauslese mit Pt100-Widerständen[28] sowie zur Leistungsauslese der Verstärker des transversalen Feedback-Systems (TFB) entwickelt worden. Alle drei Schaltungen, die beiden Richtkoppler für das TFB sowie der Zirkulator für das LFB sind kompakt in einem Aluminiumeinschub untergebracht (vgl. Abbildungen A.4 bis A.7).

6.5.2 Vorlauf- und Rücklaufleistung des Verstärkers

Der Verstärker liefert über den integrierten Richtkoppler Spannungswerte, über die Richtgrößen für die Vorlauf- und Rücklaufleistung bestimmt werden können. Dazu wird diese Spannung mittels des langsamen ADCs des iGp-Moduls ausgelesen und durch Kalibrierung bezüglich der mit einem Leistungsmesskopf gemessenen Ausgangsleistung des Verstärkers im ELSA-Kontrollsystem dargestellt. Die Dämpfung der bei der Messung benutzten Kabel und des zum Schutz des Messkopfs nötigen Abschwächers werden dabei berücksichtigt.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.13 gezeigt. Es wird eine Leistung von maximal etwa 206 W vom Verstärker ausgegeben. Zur weiteren Verwendung der Messdaten wird an die Messwerte eine Ausgleichsgerade angepasst. Damit kann ein Richtwert für Vorlauf- und Rücklaufleistung im Kontrollsystem angezeigt werden. Allerdings interessiert die Leistung, die am Kicker-Cavity ankommt,

[28] Pt100-Widerstände sind aus Platin hergestellte Widerstandsthermometer. Die Charakterisierung des Temperatursensors erfolgt durch seinen Nennwiderstand bei einer Temperatur von 0 °C, der beim benutzen Typ 100 Ω beträgt.

da mit dieser, zusammen mit der Shuntimpedanz, die Beschleunigungsspannung errechnet werden kann.

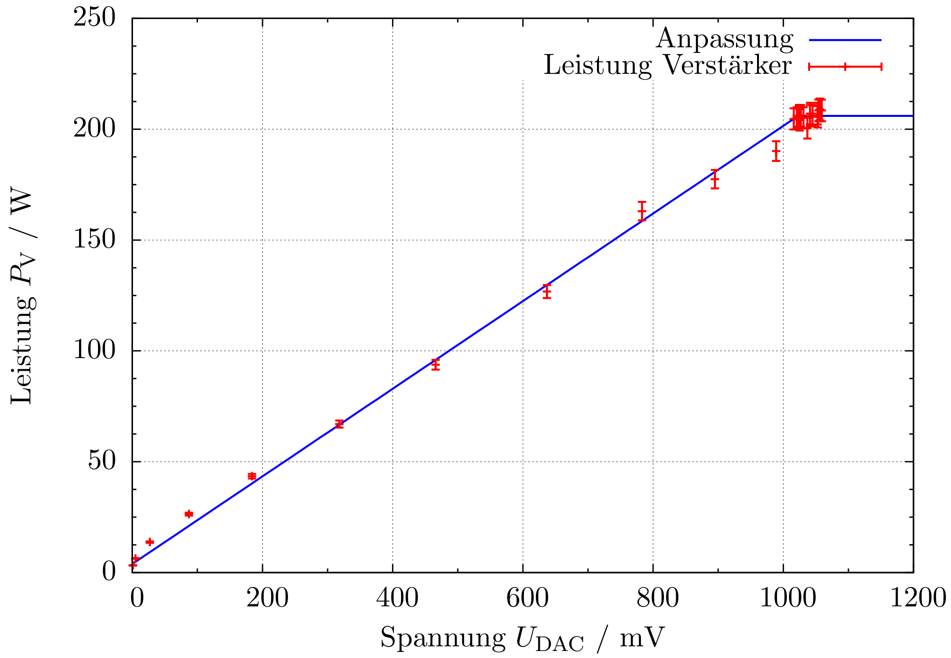


Abbildung 6.13: Messungen zur Kalibrierung der Verstärkerleistung in Abhängigkeit der Spannung am Einlese-ADC. Die angepasste Gerade geht bei einer Leistung von 206 W in Sättigung.

Um die Dämpfung der Kabel und des Zirkulators zu bestimmen, die zwischen Verstärker und Kicker-Cavitys liegen, wird die Leistung vor und nach dem Zweifach-Splitter sowie nach den Vierfach-Splittern gemessen. Aus der Messung für fünf verschiedene Leistungen ergibt sich für die Dämpfung des *Aircom®plus*-Kabels vom Verstärker bis zum Zweifach-Splitter im Mittel ein Wert von $(-2{,}3 \pm 0{,}3)$ dB. Der Zweifach-Splitter mit angeschlossenen Kabeln zum Vierfach-Splitter dämpft das Signal um weitere $(-0{,}2 \pm 0{,}2)$ dB. Weiterhin verursacht der Vierfach-Splitter mit angeschlossenen Kabeln eine Dämpfung von $(-0{,}1 \pm 0{,}1)$ dB. Insgesamt wird das Signal also um $(-2{,}5 \pm 0{,}4)$ dB gedämpft. Damit kommt etwas mehr als die Hälfte ($P = (115 \pm 11)$ W) der maximal vom Verstärker ausgegebenen Leistung am Kicker-Cavity an.

Mithilfe der Anpassungsfunktion und der gemessenen Dämpfung kann die Leistung am Kicker-Cavity und die reflektierte Leistung am Verstärker aus den Spannungswerten berechnet und im Kontrollsystem (vgl. Abbildung 6.12) angezeigt werden.

6.5.3 Wasserinterlock

Die in Abschnitt 6.2 erwähnten Abschlusswiderstände sind für die Montage auf einer wassergekühlten Oberfläche vorgesehen. Daher ist es sinnvoll eine Überwachung der Kühlung, also des Wasserdurchflusses, sicherzustellen. Wenn die Wasserversorgung ausfällt, während das Feedback-System in Betrieb ist, sollte keine Leistung mehr auf die Kicker-Cavitys gegeben werden. Dazu eignet sich ein Interlock-System[29], das in allen drei Verstärkern des Feedback-Systems integriert ist. Mithilfe eines Wasserwächters und einer aufgebauten Schaltung (siehe Abbildung A.3), werden alle drei Verstärker ausgeschaltet, wenn kein Wasserdurchfluss gemessen wird. Dabei wurde in der Schaltung die Möglichkeit zur Überbrückung des Wasserwächters eingebaut, damit ein kontrollierter Betrieb der Verstärker zu Testzwecken erfolgen kann.

[29] *Interlock*, englisch für Sicherheitssperre.

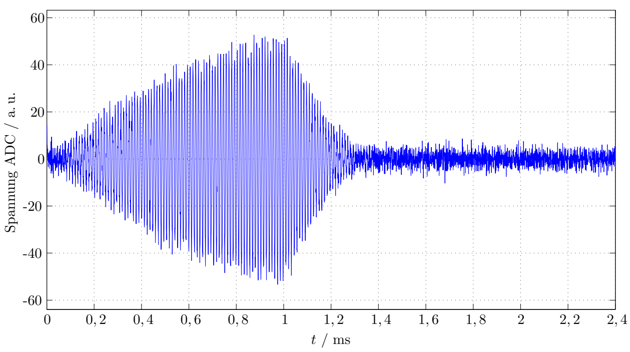
6.6 Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems

Mit dem gebauten Prototyp konnte das LFB im Beschleunigerbetrieb getestet werden. Dazu muss das Feedback-System so eingestellt werden, dass eine geschlossene, die longitudinale Bunchschwingung dämpfende Feedback-Schleife gewährleistet ist. Da eine Single-Bunch-Injektion in ELSA noch nicht möglich ist, die für die Einstellungen am Feedback-System hilfreich wäre, wird der Beschleuniger, zu 40 % gefüllt, im Speichermodus betrieben.

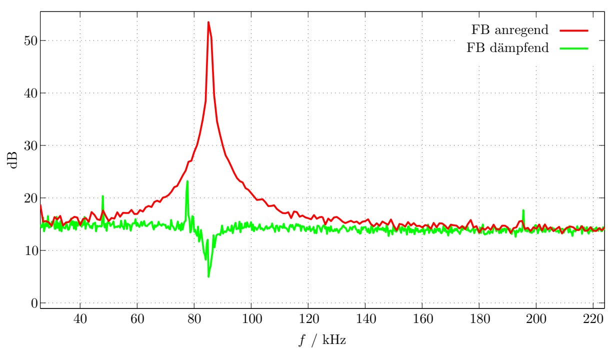
Für das LFB wird zur Detektion von Synchrotronschwingungen der einzelnen Bunche die Phase im Frontend so eingestellt, dass eine Phasendetektion stattfindet. Nachfolgend wird mit dem internen Frequenzgenerator des iGp-Moduls ein einzelner Bunch resonant mit der Synchrotronfrequenz angeregt. Aus dem Ansprechverhalten des beeinflussten Bunches kann dieser innerhalb der Füllstruktur des Stretcherrings identifiziert werden. Die Verzögerung des Signalausgangs in Vielfachen des Bunchabstands von 2 ns, der Verzögerung des DACs und die Phase des Backends werden so eingestellt, dass das Korrektursignal des LFBs den betreffenden Bunch maximal, die Nachbarbunche jedoch minimal beeinflusst. Zuletzt wird die Phase des Bandpassfilters bei der Synchrotronfrequenz so gewählt, dass das LFB maximal dämpfend wirkt.

Da der Filter fest auf die Synchrotronfrequenz eingestellt ist, das Feedback-System aber während des Nachbeschleunigermodus von ELSA betrieben wird und sich dabei die Synchrotronfrequenz ändert, muss eine lineare Rampe der Beschleunigungsspannung in den PETRA-Resonatoren so gewählt werden, dass die Synchrotronfrequenz annähernd konstant ist [Rot11].

In Abbildung 6.14(a) ist eine typische Drive-Damp-Messung[30] während erster Testmessungen zur Inbetriebnahme des LFBs bei einer Energie von 2,35 GeV mit einem Strahlstrom von 10 mA im ELSA-Stretcherring zu sehen. Die Daten sind mit dem 500 MHz-ADC des iGp-Moduls aufgenommen worden und zeigen den zeitabhängigen Phasenversatz des Bunches mit der größten Amplitude. Im Bereich



(a) Drive-Damp-Messung mit eingebautem Prototyp. Dargestellt ist die ADC-Spannung in Abhängigkeit der Zeit t. Das LFB ist bis 1 ms auf Anregung der Bunche mit der Synchrotronfrequenz eingestellt, danach auf Dämpfung.



(b) FOURIERspektrum der Drive-Damp-Messung mit dem Peak bei der Synchrotronfrequenz. In der gedämpften Kurve tauchen Nebenpeaks auf, die auf Rauschen zurückzuführen sind und auch ohne Strahl auftreten.

Abbildung 6.14: Drive-Damp-Messung und deren FOURIERspektrum. [Rot11]

bis 1 ms wird die Phase des Bandpassfilters um 180° verschoben, um die Synchrotronschwingungen der Bunche anzuregen. Ab einer Zeit von 1 ms wird der Filter auf Dämpfung zurückgestellt. Die Dämpfung ist deutlich sichtbar.

Mittels FOURIERtransformation wird aus den aufgenommenen ADC-Daten, die über alle gefüllten Bunche gemittelt wurden, das Frequenzspektrum gewonnen, was in Abbildung 6.14(b) dargestellt ist. Während der anregenden Periode des Feedback-Systems ist ein Peak bei der Synchrotronfrequenz von $f_S = 85{,}5$ kHz sichtbar. In der dämpfenden Periode ist ein Einbruch bei der Synchrotronfrequenz zu sehen. Dies zeigt, dass das LFB erfolgreich arbeitet und auftretende Multibunchinstabilitäten dämpft.

[30] *Drive-Damp*, englisch für Antreiben-Dämpfen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Um den Experimenten an ELSA zukünftig einen Elektronenstrahl höherer Intensität liefern zu können, soll der interne Strahlstrom im ELSA-Stretcherring um etwa eine Größenordnung auf bis zu 200 mA erhöht werden. Allerdings treten mit höher werdendem Strom Strahlinstabilitäten auf, die sich durch kohärente Schwingungen der Elektronen in einem Elektronenbunch äußern. Die Amplitude der angeregten Schwingung wächst mit der Zeit, sodass sich die Strahlqualität verschlechtert oder sogar Strahlverlust die Folge sein kann. Zur Dämpfung der Schwingungen und somit zur Unterdrückung der Multibunchinstabilitäten wurde an ELSA ein aktives Feedback-System installiert. Dieses detektiert die Strahlschwingungen, berechnet mittels schneller Prozessoren ein Korrektursignal und appliziert die Korrektur auf den jeweiligen Bunch. Letzteres übernimmt im Fall des longitudinalen Feedback-Systems ein sogenanntes Kicker-Cavity, ein breitbandiger Hochfrequenz-Resonator.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Parameter eines Prototyps, der im Rahmen einer vorangegangenen Diplomarbeit gefertigt wurde, und der Konzeption, Simulation und Fertigung zweier optimierter Kicker-Cavitys sowie deren Einbau in den Stretcherring. Da die gemessene Resonanzfrequenz des Prototyps um 25 MHz vom simulierten Wert abweicht, wurde die Geometrie überarbeitet, um die geforderte Resonanzfrequenz von 1,125 GHz zu erreichen. Zu diesem Zweck wurden die Kicker-Cavitys so simuliert, dass die Resonanzfrequenz einen Wert von 1,100 GHz erreicht. Die Bandbreite sollte mindestens den Wert der halben ELSA-Hochfrequenz besitzen, also 250 MHz, da sich in diesem Frequenzbereich alle Multibunchmoden befinden.

Durch den Einbau zweier Kicker-Cavitys konnte eine um den Faktor $\sqrt{2}$ höhere Beschleunigungsspannung erreicht werden. Nach dem Zusammenbau wurden Messungen vorgenommen, um Resonanzfrequenz, Güte und Shuntimpedanz zu bestimmen. Die Resonanzfrequenzen von $(1{,}125 \pm 0{,}001)$ GHz bzw. $(1{,}126 \pm 0{,}001)$ GHz sowie Halbwertsbreiten von (297 ± 32) MHz bzw. (339 ± 18) MHz erfüllen die gestellten Anforderungen. Ferner wurde der Einfluss der zur Messung verwendeten Kabel und des Splitters auf die Messung des Reflexionsfaktors untersucht. Die in der Messkurve auftretenden Einbrüche konnten so dem Messaufbau zugeordnet werden. Die Untersuchung der einzelnen Streuparameter des als Achttor aufgefassten Kicker-Cavitys konnte dessen erwartete Symmetrie und gute elektrische Kontakte der Hochfrequenz-Durchführungen bestätigen. Sowohl beim Prototyp als auch bei den beiden eingebauten Kicker-Cavitys konnte mittels einer Störkörpermessung das elektrische Feld auf der Strahlachse vermessen werden. Das Messergebnis stimmte bei allen drei Messungen mit dem Simulationsergebnis innerhalb der Messfehler überein. Aus den elektrischen Feldern konnte außerdem die Shuntimpedanz und daraus der R/Q-Faktor zu $(48 \pm 2)\,\Omega$ bzw. $(47 \pm 3)\,\Omega$ bestimmt werden. Somit konnte bei den wichtigsten Parametern der veränderten Kicker-Cavitys eine gute Übereinstimmung mit den Anforderungen bzw. den simulierten Parametern erzielt werden.

Die beiden Kicker-Cavitys werden über einen Zweifach- und zwei Vierfach-Splitter über einen 200 W-Verstärker angesteuert. Die Dämpfung der Bauteile wurde vermessen, um später eine Aussage über die an den Kicker-Cavitys ankommende Leistung treffen zu können. Diese Leistung kann vom ELSA-Kontrollsystem ausgelesen werden. Auch die Temperaturkontrolle der Durchführungen der Kicker-Cavitys und der Abschlusswiderstände, die für die oben beschriebenen geforderten Parameter des Kicker-Cavitys nötig sind, wurde in das ELSA-Kontrollsystem integriert.

Da die beiden Kicker-Cavitys mit nur einem Korrektursignal angesteuert werden, musste eine Aufteilung des Signals derart erfolgen, dass ein zu korrigierender Elektronenbunch innerhalb eines Durchgangs durch beide Kicker-Cavitys die gleiche Korrektur erhält. Dazu wurde der Längenunterschied der Kabel nach Aufteilung des Korrektursignals auf die beiden Kicker-Cavitys so gewählt, dass die Korrektursignale eine Verzögerung von 1,26 ns zueinander haben. Diese Verzögerung konnte mit einer Messung bestätigt werden.

Mit dem Prototyp des Kicker-Cavitys konnte bereits die prinzipielle Funktionsfähigkeit eines longitudinalen Feedback-Systems an ELSA gezeigt werden. Die beiden installierten Kicker-Cavitys werden seit der im November 2011 begonnenen Strahlzeit erfolgreich zur Dämpfung auftretender Multi-

bunchinstabilitäten eingesetzt. Neben der Dämpfung von auftretenden Multibunchinstabilitäten soll es, zusammen mit dem Striplinekicker des transversalen Feedback-Systems, auch die Reduktion der Strahlintensität auf sehr geringe Ströme ermöglichen, indem einzelne Bunche gezielt angeregt und somit aussortiert werden können.

A Anhang

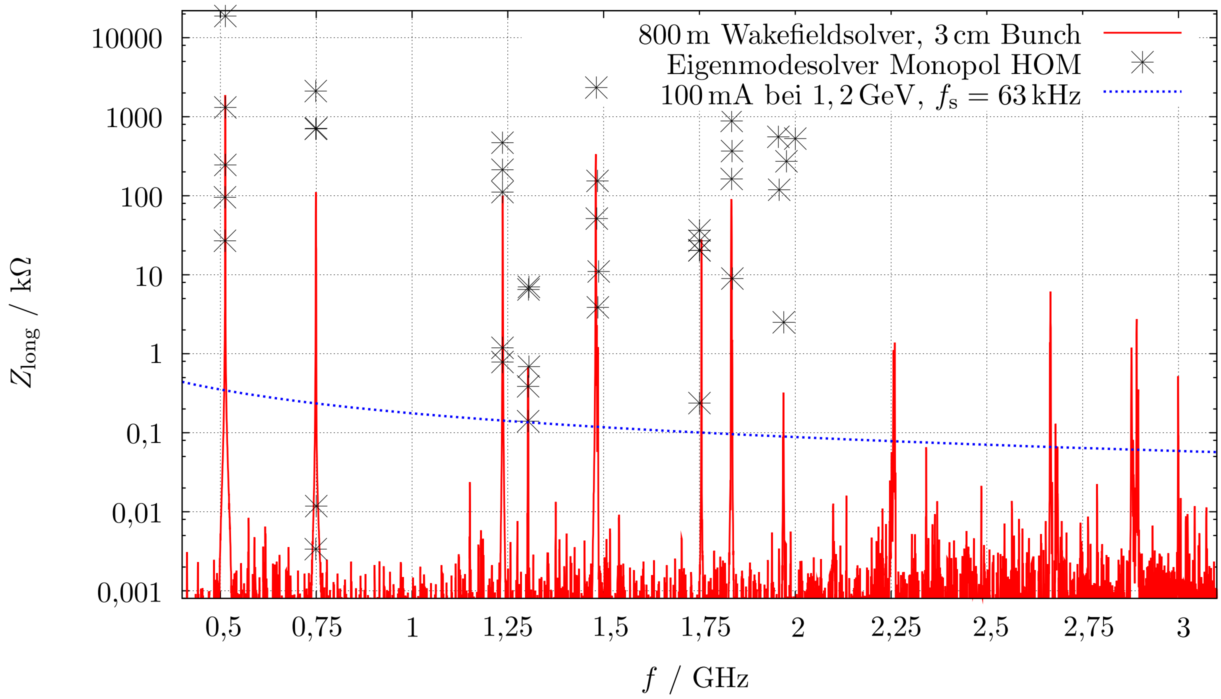


Abbildung A.1: Impedanzen der Moden höherer Ordnung der PETRA-Resonatoren. [Rot12]

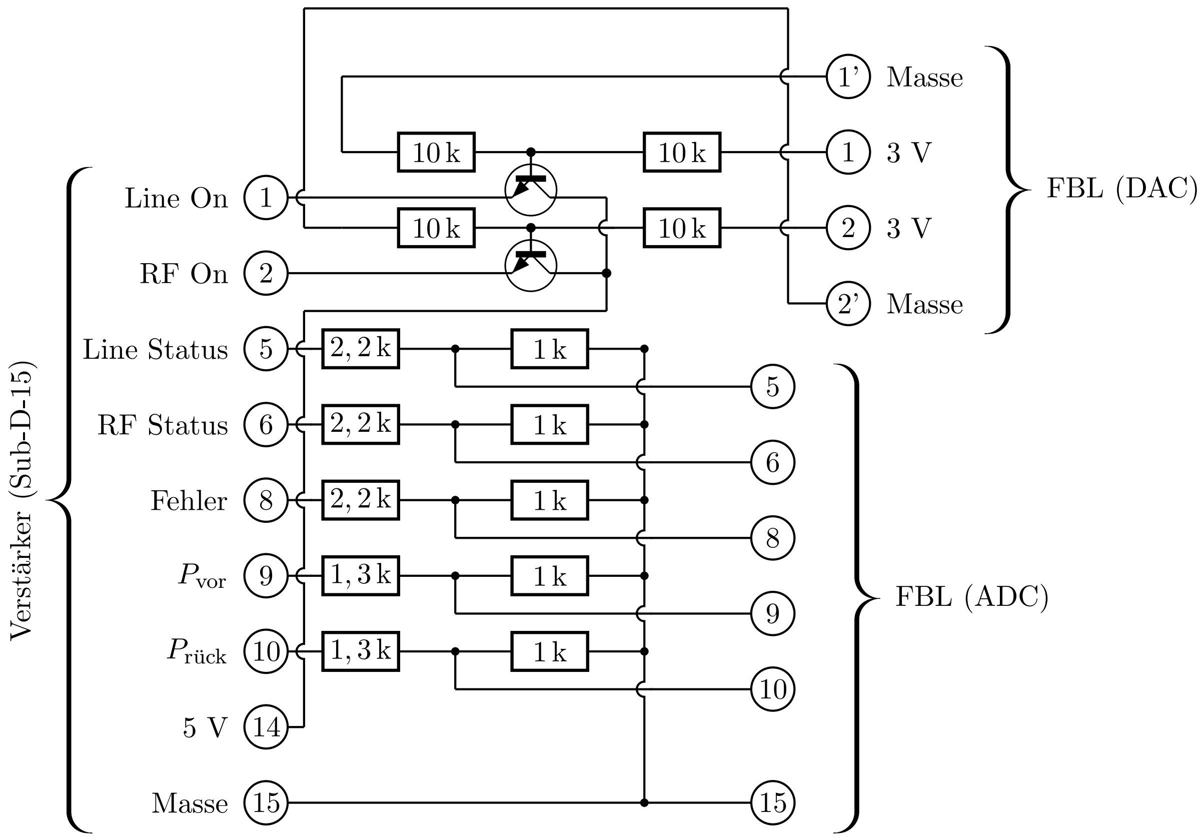


Abbildung A.2: Schaltung zur Steuerung und Überwachung des Verstärkers für das LFB. Dabei hat der jeweilige Pin die neben seiner Nummer stehende Funktion. Für die Pins 5 bis 10 werden Spannungsteiler benötigt, um die maximale vom langsamen ADC der iGp akzeptierte Spannung nicht zu überschreiten. Pin 1 und 2 können mittels der Transistoren, die durch den langsamen DAC geschaltet werden, mit Pin 14 verbunden werden, sodass der Verstärker (Netzspannung und Hochfrequenz-Leistung) eingeschaltet wird.

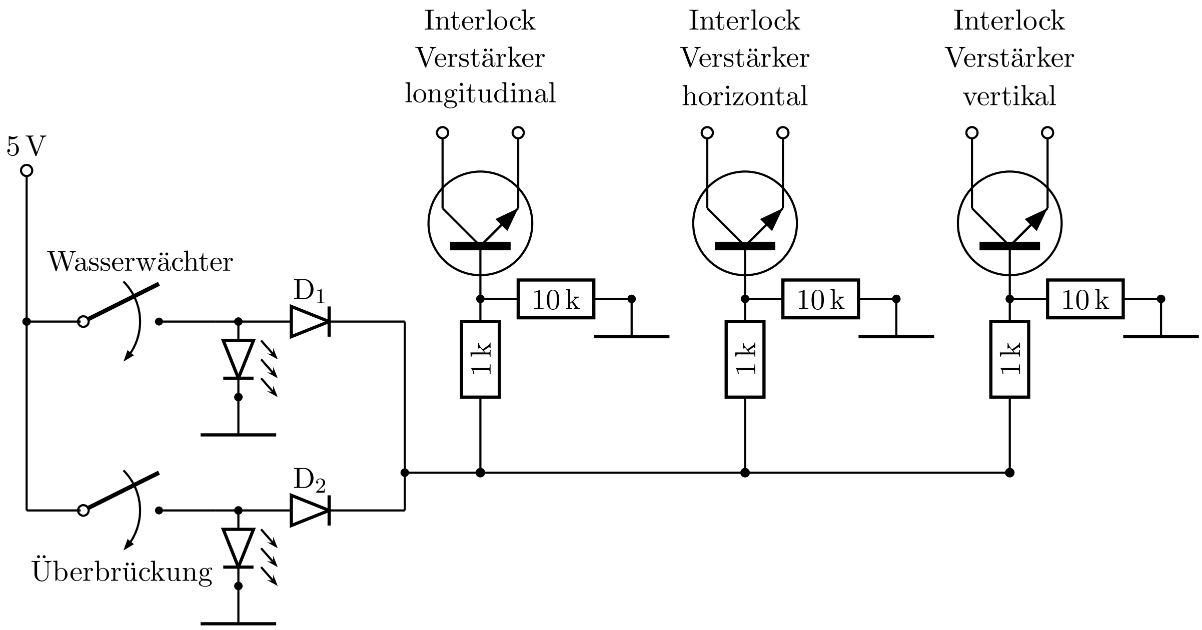


Abbildung A.3: Schaltung für das Wasserinterlock der Verstärker. Der Wasserwächter schließt den Schalter, wenn Wasserdurchfluss vorhanden ist. In diesem Fall leuchtet dann die entsprechende LED und die Transistoren schalten durch, sodass die Interlockstecker der Verstärker kurzgeschlossen werden. Damit bleiben die Verstärker in Betrieb. Dasselbe Ergebnis ergibt sich, wenn der Überbrückungsschalter geschlossen wird. Im Fall von offenen Schaltern, sperren die Transistoren und die Interlockstecker der Verstärker sind nicht kurzgeschlossen, was die Verstärker ausschaltet und im Kontrollsystem einen Fehler anzeigt. Die Dioden D_1 und D_2 sorgen dafür, dass jeweils nur die LED leuchtet, bei der der entsprechende Schalter geschlossen ist.

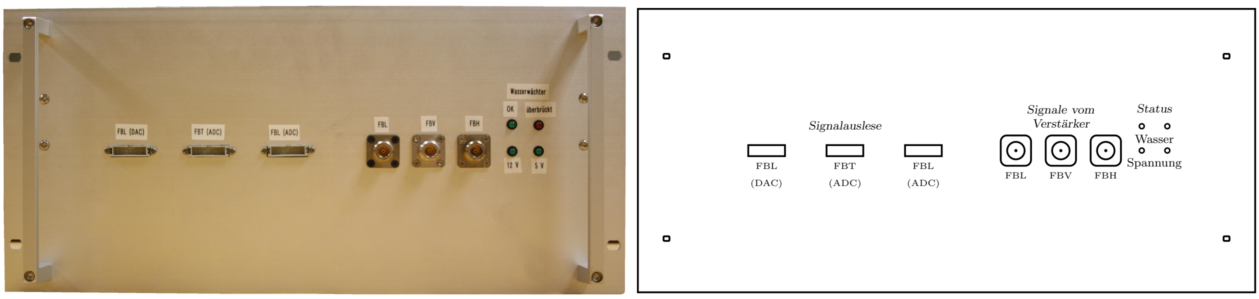


Abbildung A.4: Vorderseite des Einschubs: Vier LEDs zur Statusanzeige der Versorgungsspannung sowie des Wasserinterlocks, Hochfrequenz-Eingänge für das Ausgangssignal der drei Verstärker. Mit drei Flachbandsteckern ist der Einschub mit den langsamen DAC und ADC der iGp-Module verbunden.

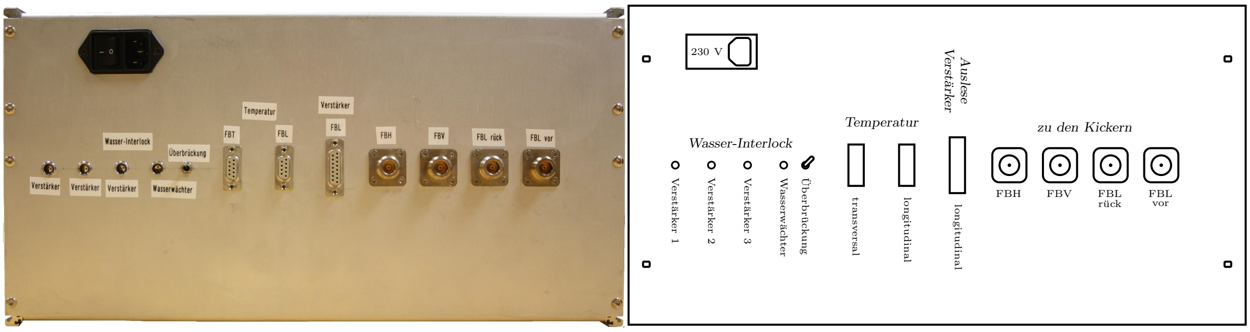


Abbildung A.5: Rückseite des Einschubs: Hochfrequenz-Ausgänge, die mit den Kickern verbunden werden, zwei Sub-D-9-Stecker für die Verbindung der Temperaturausleseschaltung und der Pt100-Widerstände an den Kicker-Cavitys und dem Striplinekicker ([Sch11]). Der Sub-D-15-Stecker wird mit dem longitudinalen Verstärker verbunden. Außerdem sind die Anschlüsse sowie der Überbrückungsschalter für das Wasserinterlock integriert.

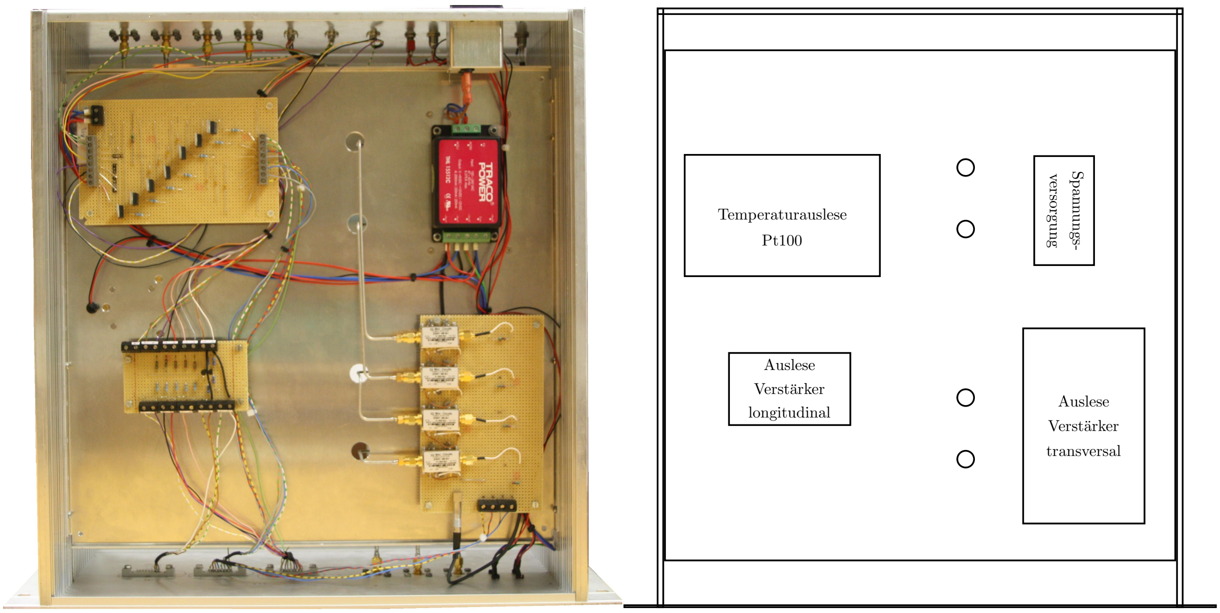


Abbildung A.6: Oberseite des Einschubs: Spannungsversorgung für die Platinen, Platinen zur Temperaturauslese, zur Leistungsmessung für die Verstärker des TFB sowie zur Auslese des Verstärkers für das LFB.

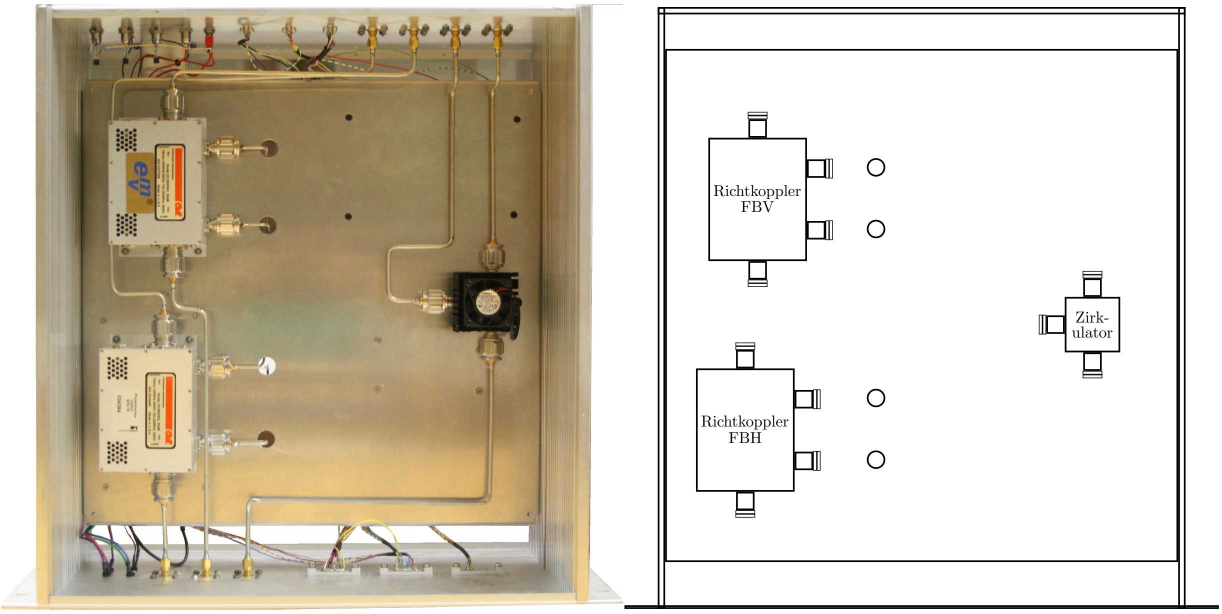


Abbildung A.7: Unterseite des Einschubs: Zirkulator mit Lüfter zur Kühlung desselben sowie die zwei Richtkoppler für die Verstärker des TFB.

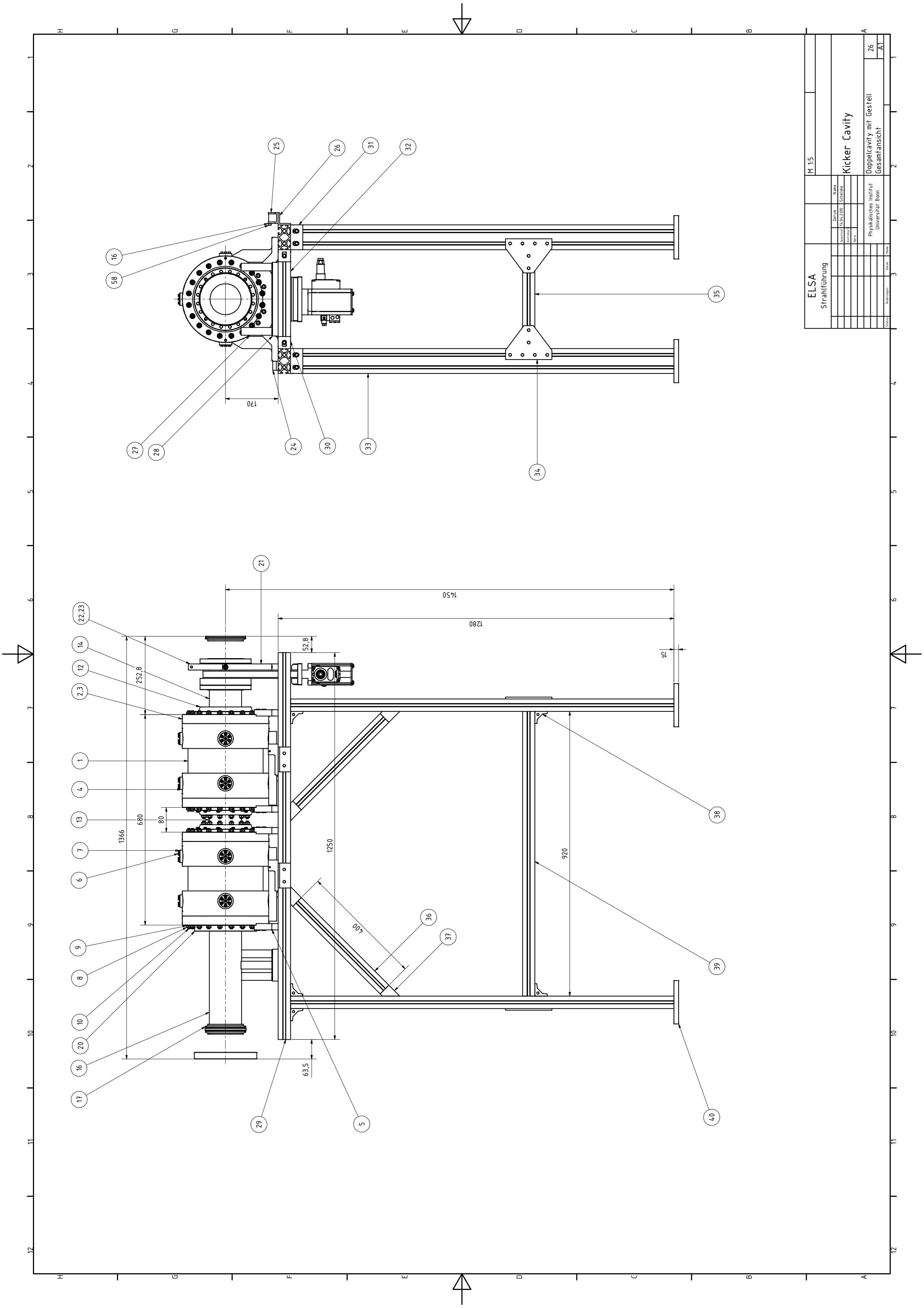


Abbildung A.8: Technische Zeichnung des Montagegestells mit Kicker-Cavitys.

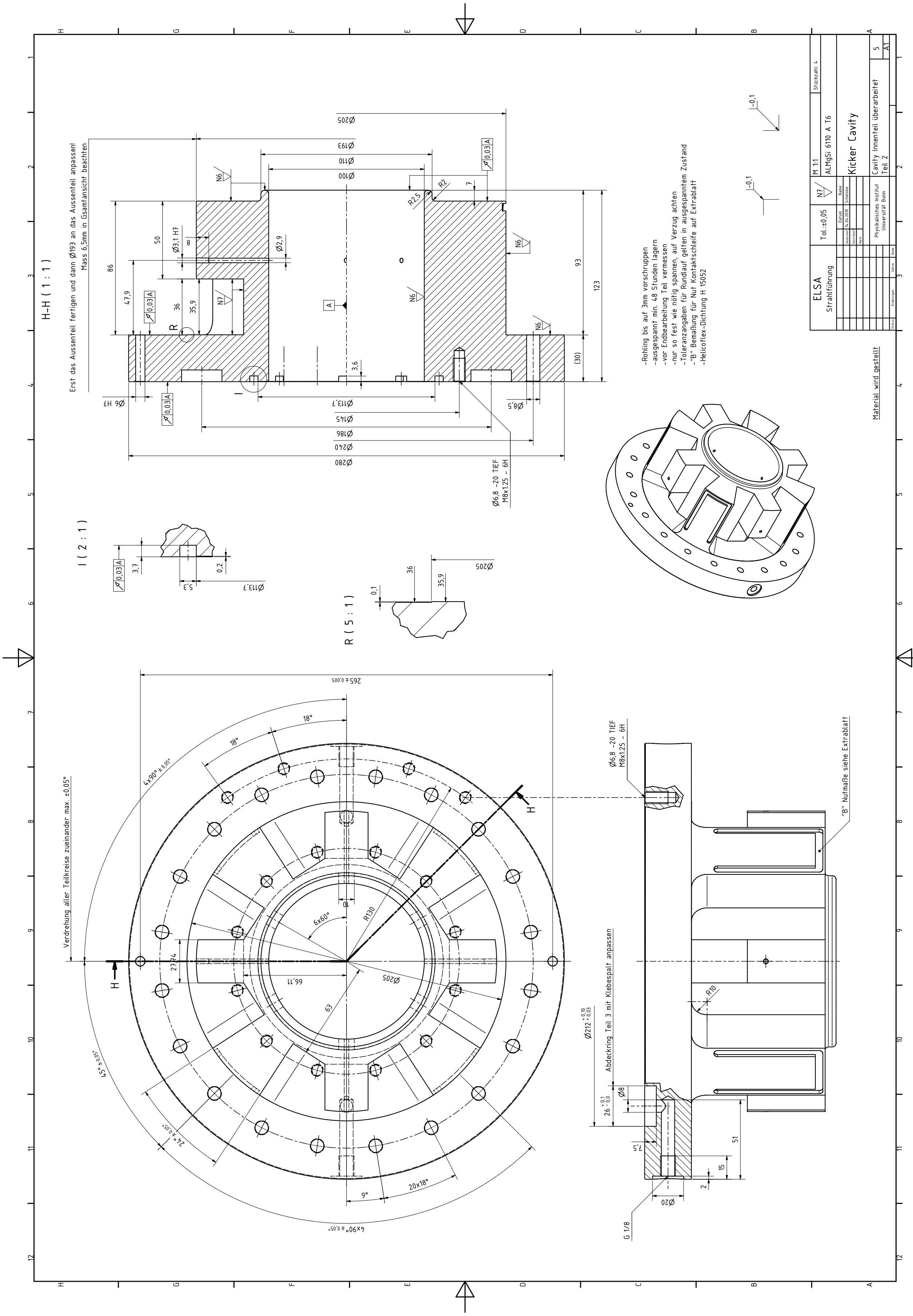


Abbildung A.9: Technische Zeichnung des Innenteils des Kicker-Cavitys.

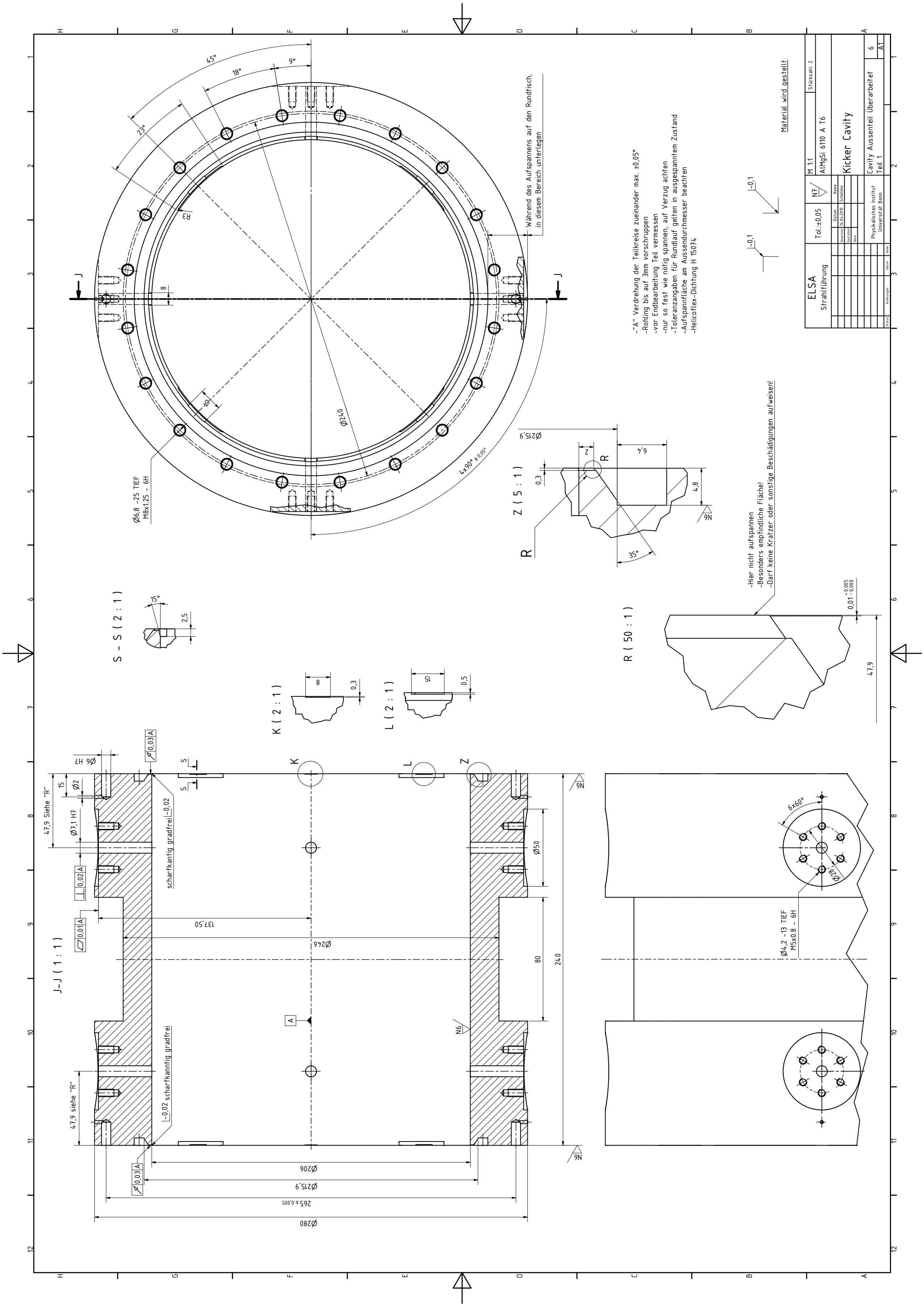


Abbildung A.10: Technische Zeichnung des Außenteils des Kicker-Cavitys.

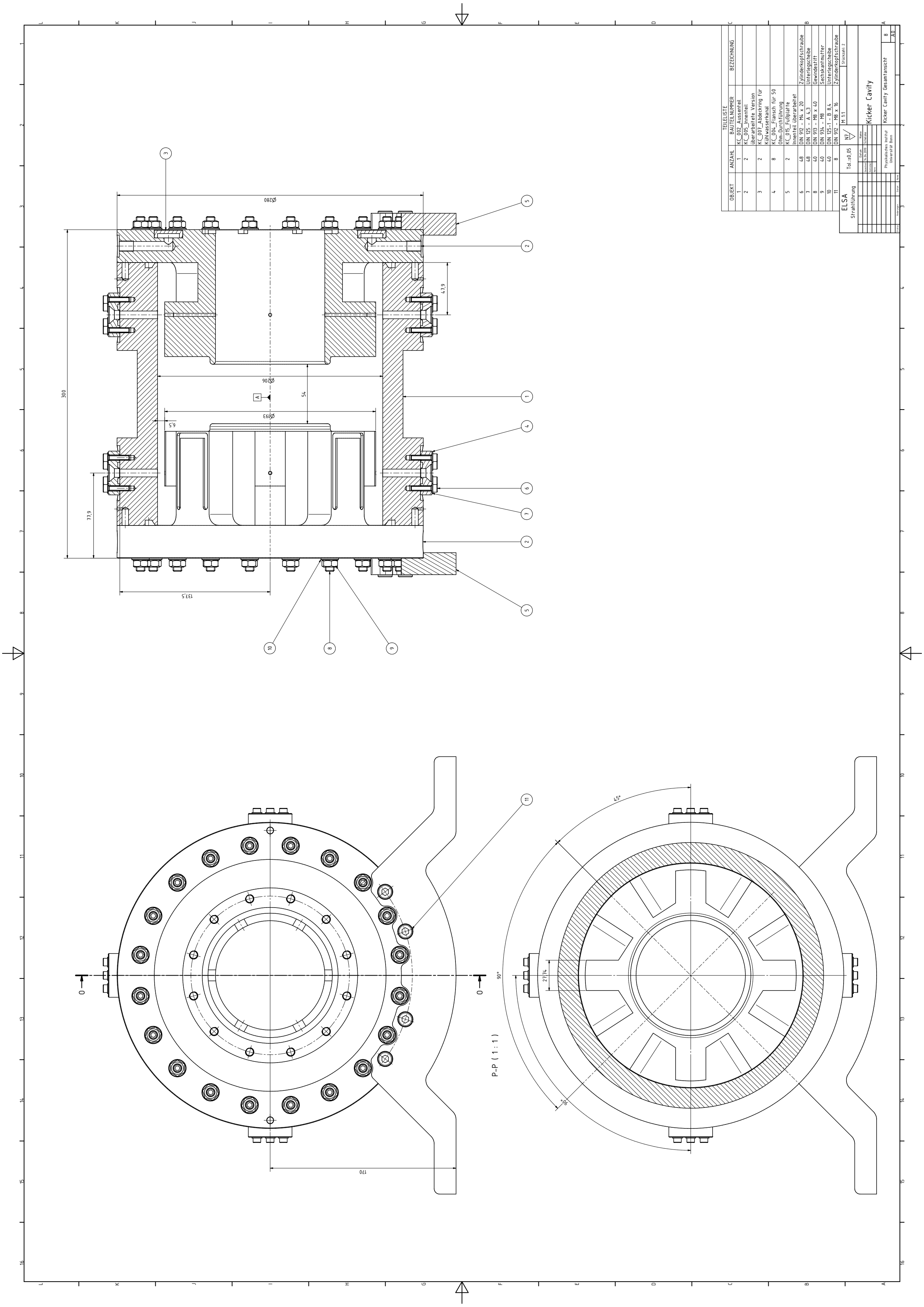


Abbildung A.11: Technische Zeichnung des zusammengesetzten Kicker-Cavitys.

Abbildungsverzeichnis

Literatur

[AME11] *Broschüre von der Webseite der Firma Alexander Meier Elektronik GmbH*, 2011, `http://www.ame-hft.de/pdf/kabelkonf.pdf`.

[Bal11] *Webseite der Firma Balseal*, 2011, `http://balseal.com/`.

[Bir11] *Webseite der Firma Bird Technologies*, 2011, `http://bird-technologies.com/`.

[Bol08] O. Boldt, *Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, November 2008.

[Bri] J. Bridges und T. Khoe, *The Effect of Small Ellipsoidal Material on the Resonant Frequency of a Cavity*, Light Source Notes, LS-179.

[CST11] *Webseite der Firma CST*, 2011, `http://www.cst.com/`.

[dim11] *Webseite der Firma Dimtel*, 2011, `http://dimtel.com/`.

[Ebe10] M. Eberhardt, *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, August 2010.

[Gal98] A. Gallo, M. Migliorati und L. Palumbo, *Efficiency of the broadband RF cavity longitudinal kicker in DAΦNE*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **404** (1998), Nr. 2 - 3, 223 – 230.

[Hei04] R. G. Heine, P. Hartmann, H. Huck, G. Schmidt und T. Weis, *Investigation of Cavity Induced Longitudinal Coupled Bunch Mode Instability Behaviour and Mechanisms*, Proceedings of EPAC (2004), 3 p.

[Hen03] H. Henke, *Elektromagnetische Felder: Theorie und Anwendung*, Springer-Lehrbuch, Springer, 2003.

[Hil00] W. Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 2000.

[Hil06a] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, Eur. Phys. J. A **28** (2006), 139–148.

[Hil06b] W. Hillert, *E106 Hohlraumresonatoren/Cavities – Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*, Praktikumsanleitung Universität Bonn, August 2006.

[Hin08] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer, 2008.

[Hof10] N. Hofmann, *Aufbau eines Strahldiagnosesystems am LINAC I an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Dezember 2010.

[Hos11] *Webseite der Firma Hositrad Vacuum Technology*, 2011, `http://hositrad.com/`.

[Hül92] P. Hülsmann, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen der transversalen Shuntimpedanz und Güte an störmodenbedämpften Beschleunigerresonatoren für lineare Kollider und Hochstrombeschleuniger in mittleren und hohen Energiebereichen*, Dissertation, Frankfurt am Main, 1992.

[Kim00] Y. Kim, M. Kwon, J. Y. Huang, W. Namkung und I. S. Ko, *Longitudinal Feedback System Kicker for the PLS Storage Ring*, IEEE Trans. Nucl. Sci. (2000).

[Knu00] T. Knuth, *Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring*, Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, Juli 2000.

[Lon09] M. Lonza, *Multibunch feedback systems*, Proceedings of CAS CERN Accelerator School on Beam Diagnostics: 467-511, 2009. CERN-2009-005 (2009).

[Mai49] L. C. Maier, *Field Strength Measurements in Resonant Cavities*, Tech. report, Massachusetts Institute for Technology – Research Laboratory of Electronics, November 1949.

[Mil10] Milmega Ltd., Benutzerhandbuch, *High Power Microwave Amplifier Series*, Ed. H, Januar 2010.

[Ped77] F. Pedersen und F. Sacherer, *Theory and Performance of the Longitudinal Active Damping System for the CERN PS Booster*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-24** (1977), Nr. 3, 1396–1398.

[Pre07] O. Preisner, *Studien zur Magnetoptik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Juni 2007.

[Pro11] D. Proft, *Persönliche Mitteilung*, 2011.

[Rot11] A. Roth, F. Frommberger, N. Heurich, W. Hillert, M. Schedler und R. Zimmermann, *Commissioning of Multibunch Feedback Systems at the Fast Ramping Stretcher Ring ELSA*, Proceeding of IPAC2011, MOPC077 (2011), 250 – 252.

[Rot12] A. Roth, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 2012.

[RS] *Vektorieller Netzwerkanalysator ZVC von Rhode & Schwarz*, Betriebshandbuch.

[Sac77] F. J. Sacherer, *Bunch Lengthening and Microwave Instability*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-24** (1977), Nr. 3, 1393–1395.

[Sch06] K. Schindl, *Instabilities*, 2006, `http://cdsweb.cern.ch/record/941317`.

[Sch09] M. Schedler, *Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Bachelorarbeit, Universität Bonn, September 2009.

[Sch11] M. Schedler, *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Masterarbeit, Universität Bonn, Juli 2011.

[SFB11] *Sonderforschungsbereich/Transregio 16: Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme - Subnuclear Structure of Matter*, 2011, `http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de/`.

[SSB11] *Webseite der Firma SSB Electronic GmbH*, 2011, `http://www.ssb.de/`.

[Tey10] D. Teytelman, *iGp12-274F Signal Processor*, Benutzerhandbuch, Oktober 2010.

[Wil92] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: eine Einführung*, Teubner Studienbücher Physik, Teubner, Stuttgart, 1992.

[Wu07] G. Wu, *Analyse und Optimierung von ebenen frequenzselektiven Flächen*, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, Februar 2007.

[Wu11] W.Z. Wu, Y. Kim, J.Y. Li, D. Teytelman, M. Busch, P. Wang, G. Swift, I.S. Park, I.S. Ko und Y.K. Wu, *Development of a bunch-by-bunch longitudinal feedback system with a wide dynamic range for the HIGS facility*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **632** (2011), Nr. 1, 32 – 42.

[Zim10] R. Zimmermann, *Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, September 2010.

Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Deshalb möchte ich an dieser Stelle allen danken, dir durch ihren Einsatz und ihre Hilfsbereitschaft zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert möchte ich herzlich danken für die Vergabe des interessanten Themas, der Möglichkeit frei arbeiten zu können und der Betreuung meiner Arbeit.

Bei Herrn Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann bedanke ich mich für seine bereitwillige Übernahme des Koreferats.

Ein besonderer Dank ist an Herrn Bernhold Neff, Herrn Philipp Hänisch, Herrn Jörg Schelske und Herrn Michael Brock gerichtet, ohne die die technische Seite meiner Arbeit nicht möglich gewesen wäre und die trotz ihrer unzähligen anderen Projekte immer Zeit für mich und mein Projekt fanden.

Aber auch Herrn Thomas Becker, Herrn Hans Bücking, Herrn Franz Gerhard Engelmann, Herrn Andreas Merzbach und Herrn Norbert Rick und allen nicht namentlich genannten Technikern in der ELSA-Gruppe will ich für ihre kleinen und doch wichtigen Dienste meinen Dank aussprechen.

Vor allem Herrn Brock, der mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand und mir besonders durch seine unkomplizierte und humorvolle Art den ein oder anderen Rückschlag ertragbar machte, möchte ich für die intensive und fruchtvolle Zusammenarbeit herzlich danken.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich André Roth, Rebecca Zimmermann, Dennis Proft, Jens-Peter Thiry, Sven Zander und meinem Bruder Tobias.

Meinen Bürokollegen Sebastian Mey, Dennis Proft, André Roth und Jens-Peter Thiry möchte ich für die schöne Zeit, die ein oder andere Diskussion und die kleinen Unterstützungen meiner Arbeit danken.

Für die Hilfestellungen und Fragen bezüglich des ELSA-Kontrollsystems und der Erstellung der Kontrollsystem-Menüs danke ich Herrn Dr. Frank Frommberger, Manuel Schedler, Dennis Proft und Jens-Peter-Thiry. Bei Herrn Dr. Andreas Dieckmann bedanke ich mich für die kleine mathematische Hilfestellung bei der Integralrechnung.

Ferner danke ich der ganzen ELSA-Gruppe für das tolle Arbeitsklima während meiner Zeit bei ELSA.

Außerdem bedanke ich mich bei Christine Reinsch, Viola Kroner und Matthäus Kiel, ohne die das Studium nicht so angenehm gewesen wäre. Unsere gegenseitige Motivation hat mir beim Erreichen des Studienabschlusses sehr geholfen.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mir erst das Studium ermöglicht haben.

Mein größter und intensivster Dank geht an meine Mutter und meinen Bruder, die mich durch die Höhen und Tiefen des Studiums begleitet und mich immer unterstützt haben. Ihr seid großartig!